



INTEGRATION DES ACIERS MAGNETIQUES EN ELECTROTECHNIQUE

Thierry Waeckerle

► To cite this version:

Thierry Waeckerle. INTEGRATION DES ACIERS MAGNETIQUES EN ELECTROTECHNIQUE. Sciences de l'ingénieur [physics]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 1997. tel-00913662

HAL Id: tel-00913662

<https://theses.hal.science/tel-00913662>

Submitted on 4 Dec 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



H4-503

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

Comité n°1; Composants, Signaux, Systèmes

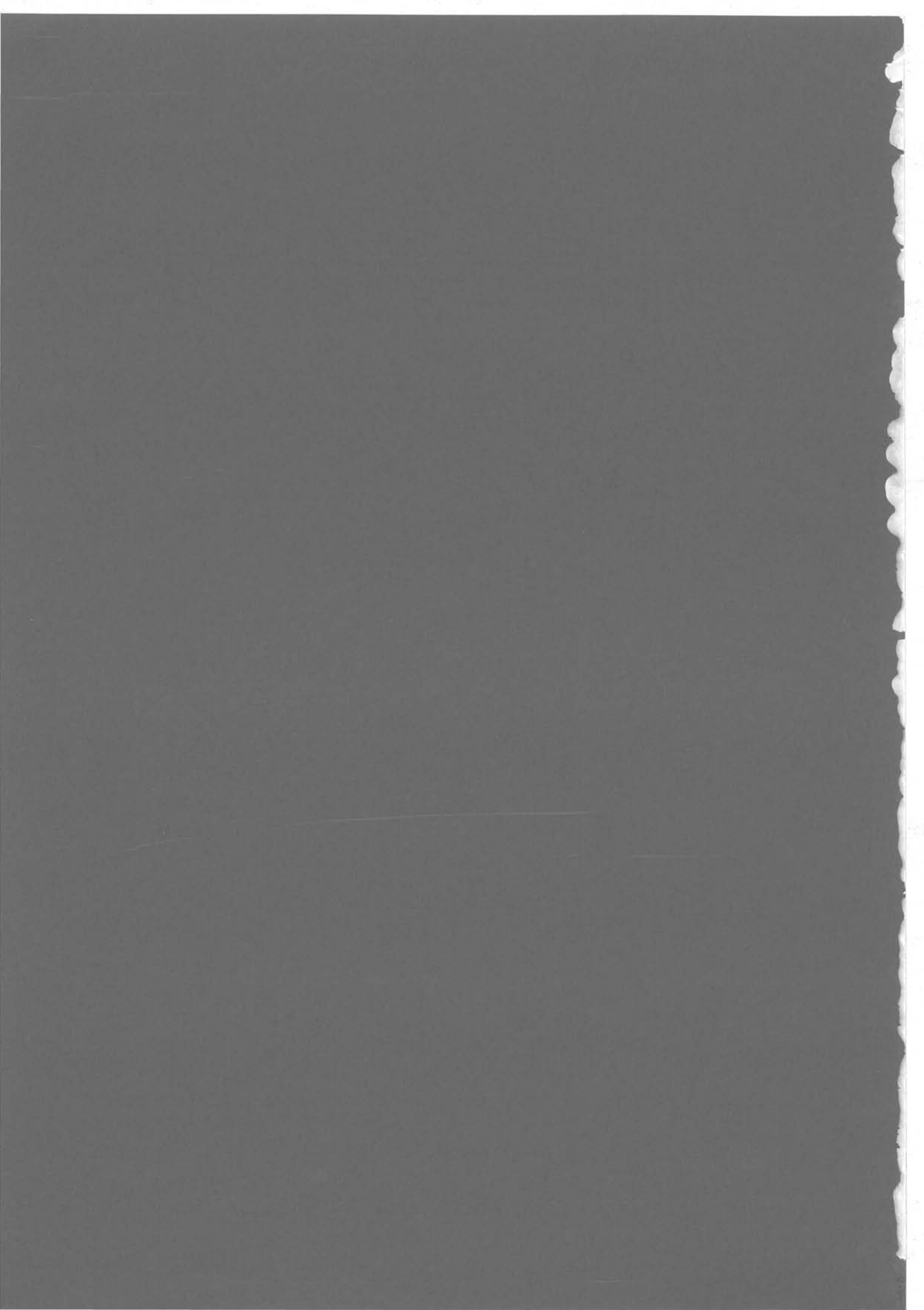
présenté par

Th. WAECKERLE

*INTEGRATION DES ACIERS
MAGNETIQUES EN
ELECTROTECHNIQUE*

Date de soutenance : 21 janvier 1997

Jury: J.C. Sabonnadière (Président)
J. Degauque (Rapporteur)
M. Kant (Rapporteur)
A. Foggia (Rapporteur)
O. Desbordes
J.-C. Bavay
B. Cornut



HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

Comité n°1; Composants, Signaux, Systèmes

présenté par

Th. WAECKERLE

INTEGRATION DES ACIERS MAGNETIQUES EN ELECTROTECHNIQUE

Date de soutenance : 21 janvier 1997

Jury: J.C. Sabonnadière (Président)
J. Degauque (Rapporteur)
M. Kant (Rapporteur)
A. Foggia (Rapporteur)
O. Desbordes
J.-C. Bavay
B. Cornut

Table des matières

page

Travaux encadrés ou coencadrés

Publications

I - Introduction générale

1-1/ Amélioration des aciers électriques pour l'électrotechnique.....	1
1-2/ Description du comportement magnétique des aciers électriques	10
1-3/ De la métallurgie à la modélisation : voies de recherche empruntées	20
Références.....	25

II - A la poursuite de la texture cubique

2-1/ Les types de caractérisation utilisés	27
2-2/ Généralités sur les alliages FeSiAl électriques	29
2-3/ Influence du laminage à chaud sur les performances magnétiques finales des aciers électriques	33
2-4/ Amélioration des performances magnétiques des tôles en fer pur	42
2-5/ Où le laminage croisé reste la voie la plus sûre pour accéder à de fortes composantes de texture {100}.....	45
2-6/ Tôles minces pour moyenne fréquence	48
2-7/ Conclusions et perspectives.....	52
Références.....	54

III - Recherches sur la caractérisation des tôles magnétiques

3-1/ Mesures d'aimantation B-H en circuit ouvert.....	56
3-2/ Des figures de corrosion à la texture.....	60
3-3/ Importance du revêtement dans le vieillissement d'un dispositif electrotechnique.....	65
Références.....	73

IV - Atelier de conception de modèles B - H pour la modélisation électromagnétique

4-1/ Approche à saturation.....	75
4-2/ Hystérésis quasi-statique unidirectionnel.....	84
4-3/ Texture et anisotropie.....	91
4-4/ Dynamique.....	111
Références.....	121

Résumé

Travaux encadrés ou co-encadrés
(sous la responsabilité scientifique de B. CORNUT)

1- Métallurgie

M. Mekhiche, "*Elaboration, caractérisations magnétique et physique et modélisations numériques de matériaux à texture à forte composante cubique*", **DÉA de Génie Electrique**, Grenoble 1992. - Encadrement

C. Talowski, "*Caractérisation de textures dans les alliages FeSiAl par diffraction de RX*", **DEA de Science et Génie des Matériaux**, Septembre 1993. - Encadrement

C. Talowski, "*Contribution à l'amélioration des tôles magnétiques non orientées utilisées en électrotechnique*", **Thèse de Génie Electrique INPG**, Juillet 1996. - Encadrement

M. Couty, "*Possibilité d'émergence de la texture "cubique" dans les aciers magnétiques*", **Projet 3ème année Génie Physique (INPG)**, 1992. - Encadrement en DEA (non soutenu)

F. Khomamizadeh, "*Etudes d'obtention de tôles "cubiques" à partir de tôles Fe3%Si à forte composante (110)[001]*", **DEA Science et Génie des Matériaux**, Septembre 1994. - Encadrement

M. Mekhiche, "*Introduction de la texture "cubique" {100}<001> dans les dispositifs électrotechniques : de la métallurgie à la modélisation*", **Thèse de Génie Electrique (INPG)**, Janvier 1995. - Encadrement

2- Caractérisation

M. Mérazga, "*Dispositif de caractérisation de la loi d'aimantation bidimensionnelle $\vec{J}(\vec{H})$ dans les matériaux magnétiques doux en circuit ouvert*", **DEA de Génie Electrique**, Septembre 1993. - Co-encadrement avec A. Lebouc et M-C. Marion-Péra

F. Ndoudi-Likoho, "*Dispositif de caractérisation en circuit ouvert de la loi d'aimantation dans les matériaux magnétiques doux*", **DEA de Génie Electrique**, Septembre 1994. - Co-encadrement avec A. Lebouc et M-C. Marion-Péra

M.C. Marion-Péra, "*Caractérisation de la résistance d'isolement des tôles magnétiques*", **Thèse de Génie Electrique**, 1993. - Participation à l'encadrement

J.M. Bouche, "*Vers l'analyse automatique des figures de corrosion*", **DEA de Génie Electrique**, Septembre 1993. - Participation à l'encadrement

P. Bonnard, "*Vers un système d'analyse automatique quantitative des textures fondé sur les figures d'attaque et la reconnaissance des formes*", **DEA de Signal-Image-Parole**, 1994. - Co-encadrement avec

3- Modèles de comportement et modélisation

Th. Péra, "*Lois d'aimantation anisotropes et non linéaires : modélisation et validation expérimentale*", **Thèse de Génie Electrique**, Mars 1994. - Co-encadrement avec G. Meunier

L-L. Rouve, "*Prise en compte du comportement magnétique fréquentiel des tôles FeSi en modélisation électrotechnique*", **Thèse de Génie Electrique**, Grenoble, Janvier 1996. - Co-encadrement avec F. Ossart

Publications

1- Généralités : matériaux magnétiques

Th. Waeckerlé, B. Cornut, A. Lebouc, "*Lois de comportement des matériaux doux utilisées dans la modélisation numérique en génie électrique*", **CRIN Magnétisme et Matériaux Magnétiques**, Lyon, 3 Juin 1994.

Th. Waeckerlé, F. Fiorillo, J. Degauque, S. Audisio, "*Thin material for medium working frequency*", **Conférence SMM 12** (Cracovie Pologne), Septembre 1995.

B. Cornut, A. Kedous-Lebouc, Th. Waeckerlé, "*From metallurgy to modelling of electrical steels : a multiple approach to their behaviour and use based on physics and experimental investigations*", **Conférence SMM 12** (Cracovie Pologne), Septembre 1995 à paraître dans JMMM.

2- Métallurgie

2.1 Alliages FeSiAl

Th. Waeckerlé, "*Etude de tôles magnétiques FeSiAl à texture cubique*", **Thèse de Génie Electrique**, Grenoble 1990.

C. Talowski, Th. Waeckerlé, B. Cornut, "*Obtention of a Strong (100) [001] Texture Component Based on a Hot Rolling Process in 3% Al Fe*", **IEEE Trans. Mag.**, vol.30, 6, 1994, p 4842.

C. Talowski, Th. Waeckerlé, "*Influence of hot rolling parameters on cube texture process for Fe2%Si2%Al sheet*", **Conférence SMM 12** (Cracovie Pologne), Septembre 1995, à paraître dans JMMM.

2.2 Fer pur

Th. Waeckerlé, J.M. Couty, B. Cornut, Cl. Brun, "*Effect of Process on the Rise of Texture in Magnetic Iron Sheets*", **IEEE Trans. on Mag.**, vol.29, 6 (1993), p 3538.

Th. Waeckerlé, Cl. Brun, "*Improvement of magnetic permeability in pure iron sheets*", **J.M.M.M.**, vol.133, pp 195-197, 1994.

2.3 Fer 3% Si (par laminage croisé ou énergie de surface)

M. Mekhiche, Th. Waeckerlé, B. Cornut, "*Influence of a small amount of aluminium on anomalous grain growth in 3% SiFe magnetic sheets*", **J.M.M.M.**, vol.133, pp 159-162, 1994.

M. Mekhiche, Th. Waeckerlé, B. Cornut, "*A metallurgical and magnetic study of {100} textured soft magnetic sheets*", **Conférence SMM 12** (Cracovie Pologne), Septembre 1995, à paraître dans JMMM.

C. Talowski, Th. Waeckerlé, J-Cl. Perrier, F. Khomamizadeh, "*Thin Fe3wt% Si Doubly Oriented Magnetic Sheets for Medium Power Devices*", **IEEE Trans. on Mag.**, vol.31, 6, (1995), p 3988.

Th. Waeckerlé, C. Talowski, A. Kedous-Lebouc, L-L. Rouve, F. Ossart, "*Study of thin {100} oriented 3% SiFe sheets : from the synthesis to the magnetic behaviour*", **Conférence ISEM 95** (Cardiff), Septembre 1995.

3- Caractérisation

3.1 Caractérisation magnétique

J-Cl. Perrier, A. Lebouc, P. Brissonneau, Th. Waeckerlé, J. Verdun, "Magnetic Properties of a new Grade of Thin Grain-Oriented 3% Silicon-Iron", **IEEE Trans. on Mag.**, vol.26, 5 (1990), p 2214.

Th. Péra, Th. Waeckerlé, "2D Anisotropic Behaviour of Grain Oriented Sheets measured with a Rotating Single Sheet Tester", **Workshop International concernant des dispositifs à champs tournants** (Turin Italie), Octobre 1993.

M. Mekhiche, Th. Waeckerlé, A. Kedous-Lebouc. "Experimental checking of the two dimensional magnetization model in the case of {100}<001> sheets", **Conférence SMM 12** (Cracovie Pologne), Septembre 1995.

3.2 Revêtement des tôles magnétiques

M.C. Marion-Péra, Th. Waeckerlé, "Electrical and Physical Characterization of SiFe Sheets Insulation", **IEEE Trans. Mag.**, vol.30, 6, 1994, p 4839.

M.C. Marion-Péra, A. Kedous-Lebouc, Th. Waeckerlé, B. Cornut, "Charactérisation of SiFe sheet insulation", **IEEE Trans. on Mag.**, vol.31, n°4, Juillet 1995, pp 2408-2415.

4- Modèles de comportement et modélisation

4.1 Approche à saturation

Th. Waeckerlé, B. Cornut, P. Brissonneau, "Magnetization of Soft Magnetic Materials for Industrial Use", **Conf. INTERMAG** (Brighton UK), 1990.

Th. Waeckerlé, B. Cornut, A. Lebouc, J-Cl. Perrier, "Model of Approach to Saturation for Textured Steels", **J. of Magnetism and Magnetic Materials**, 112 (1992), pp 454-456.

Th. Waeckerlé, B. Cornut, "Influence of Texture in Grain Oriented Steel on Magnetization Calculated Curve in The Range of Rotation Processes", **IEEE Trans. of Magnetics**, vol.28, n°5, 1992, p 2793.

Th. Waeckerlé, H. Gavrilă, M.C. Marion-Péra, "A method of describing magnetic behaviour based on metallurgical features", **J.M.M.M.**, 133 (1994), pp 101-103.

4.2 Hystérésis statique

L-L. Rouve, Th. Waeckerlé, A. Kedous-Lebouc, "Application of Preisach Model to Grain Oriented steels : comparison of different characterizations for the Preisach function $P(\alpha, \beta)$ ", **IEEE Trans. on Mag.**, vol. 31, 6 (1995), pp 3557-3559.

Th. Waeckerlé, L-L. Rouve, A. Kedous-Lebouc, M. Mekhiche, B. Cornut, "Towards a hysteretic anisotropic Preisach model for soft magnetic sheets", **Conférence SMM 12** (Cracovie Pologne), Septembre 1995.

4.3 Anisotropie et modélisation

Th. Péra, F. Ossard, Th. Waeckerlé, "Numerical Representation for Anisotropic Materials Based on Coenergy Modeling", **J. of Applied Phys.**, 73 (10), 1993, pp 6784-6786.

Th. Waeckerlé, M. Mekhiche, "Two Dimensional Magnetization Model for Anisotropic Soft Magnetic Sheets", **IEEE Trans. Mag.**, vol.30, 6, 1994, p 4341.

Th. Péra, Th. Waeckerlé, F. Ossart, "Experimental checking of the coenergy model using a rotation field device", **J.M.M.M.**, 133 (1994), pp 150-152.

Th. Péra, F. Ossart, Th. Waeckerlé, "Field Computation in Non Linear Anisotropic Sheets using the Coenergy Model", **IEEE Trans. on Mag.**, vol.29, 6 (1993), p 2425.

M. Mekhiche, Th. Waeckerlé, F. Ossart, "Application of the coenergy model to different electrotechnical devices : comparaison of different magnetic sheets", **IEEE Trans. Mag.**, vol. 31, 6 (1995), p 3554.

M. Mekhiche, Th. Waeckerlé, P. Eustache, "A method based on Physical features for obtaining Convergence in non linear Electromagnetic problems", **Conf. COMPUMAG**, 1995, Berlin.

Th. Waeckerlé, L.L. Rouve, C. Talowski, "Study of anisotropic \vec{B} - \vec{H} models for transformer cores", **IEEE Trans. on Mag.**, vol.31, 6 (1995), p 3991.

Th. Waeckerlé, L.L. Rouve, F. Ossart, "Thermodynamic $B(H)$ and $H(B)$ models for magnetic modeling", **Conférence SMM12** (Cracovie, Pologne), Septembre 1995.

L.L. Rouve, F. Ossart, Th. Waeckerlé, N. Labbe, "Comparison of different magnetic laws $M(H)$ including hysteresis for loss calculations in soft magnetic sheets", **Conférence ISEM 95** (Cardiff), Septembre 1995.

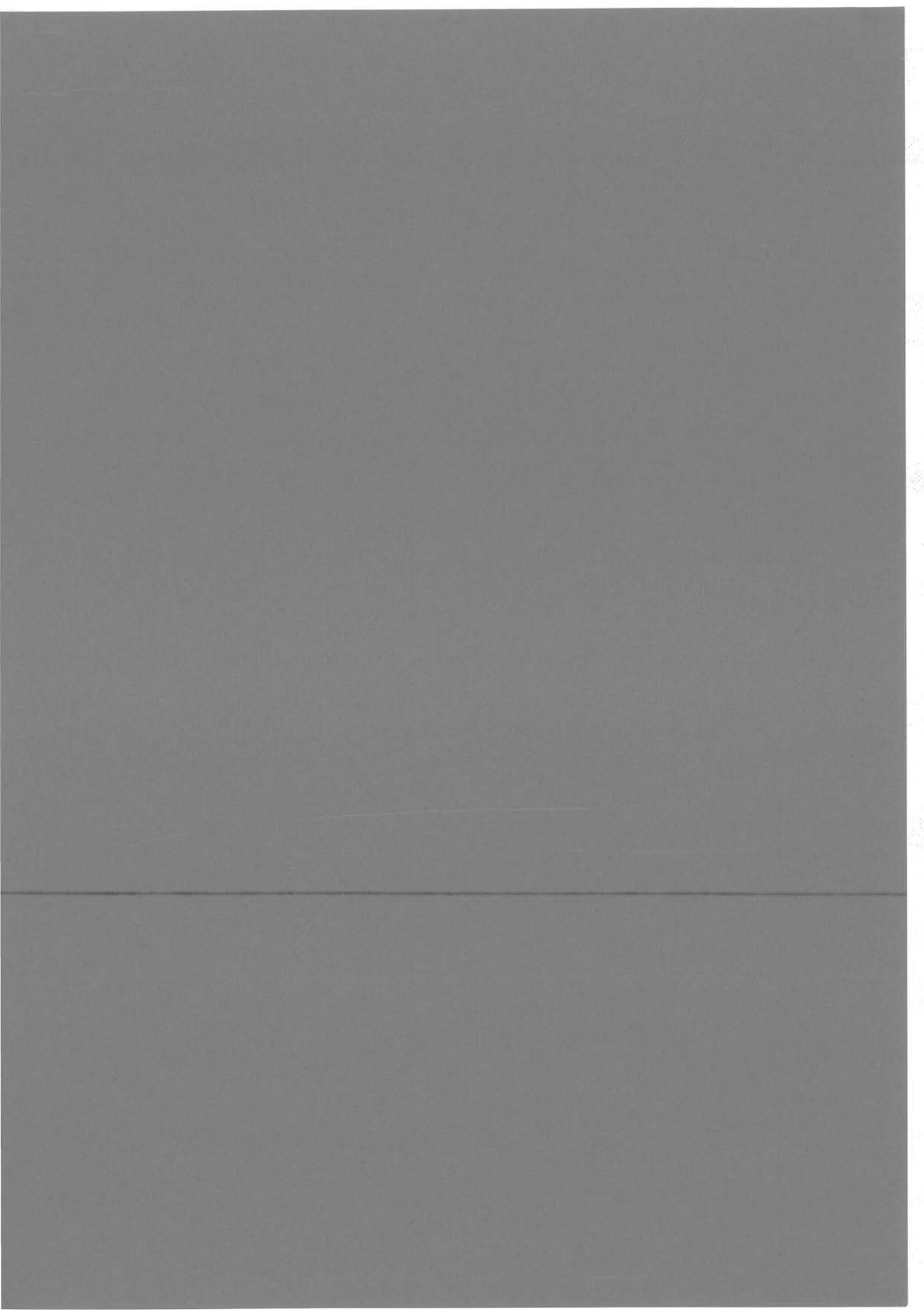
F. Ossart, M. Mekhiche, Th. Waeckerlé, "Numerical simulation of a Epstein testor used for anisotropy measurement", **Conference SMM 12** (Cracovie, Pologne), Septembre 1995, à paraître dans JMMM.

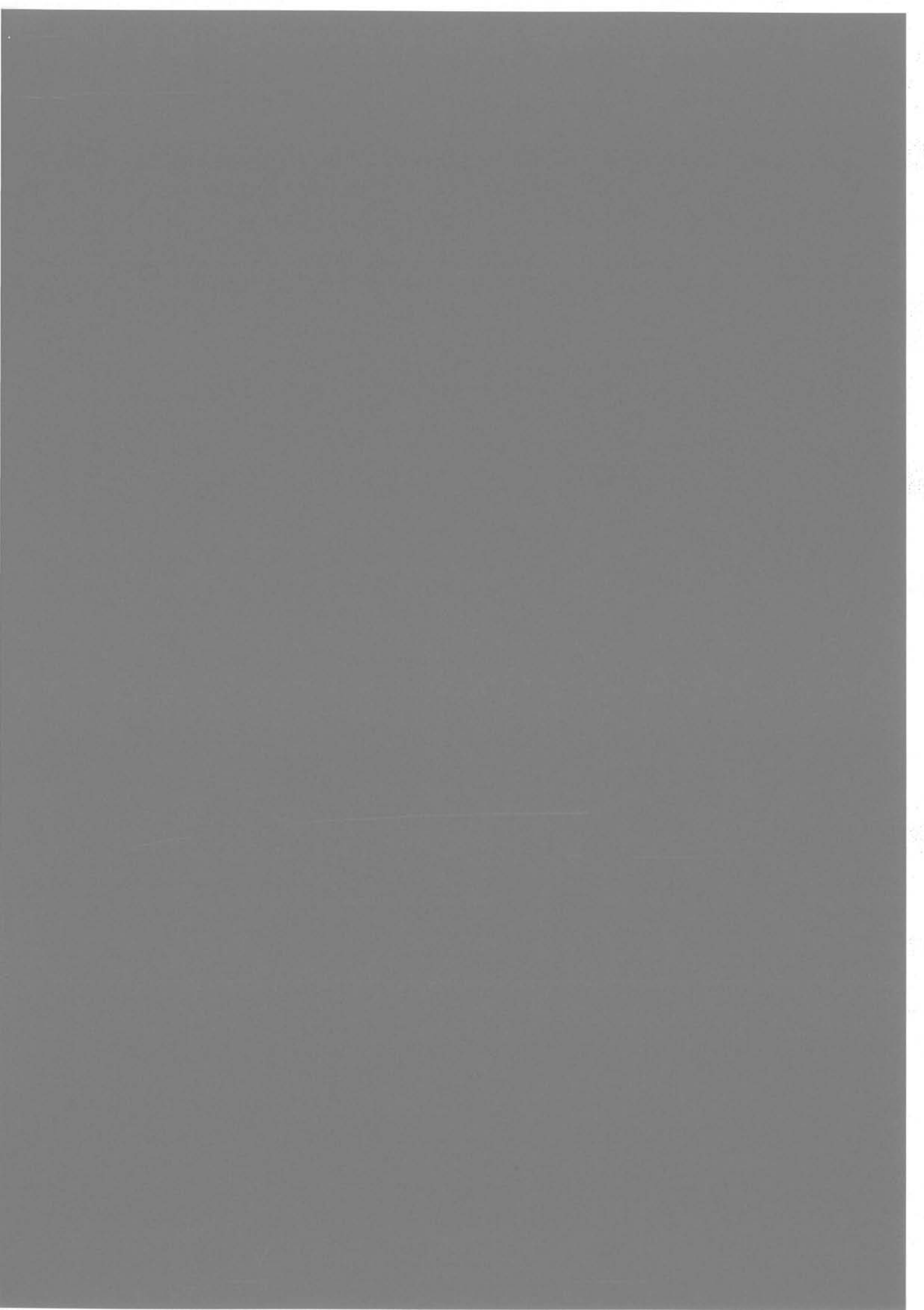
M. Mekhiche, Th. Waeckerlé, F. Ossart, "A non linear anisotropic modeling of a power transformer joint", **Conférence ISEM 95** (Cardiff), Septembre 1995.

4.4 Hystérésis dynamique

L-L. Rouve, Th. Waeckerlé, A. Kedous-Lebouc, J-L. Coulomb, "Détermination of the parameter k of the generalized dynamic Preisach model", **IEEE Trans. on Mag.**, vol.32, 3 (1996), p 1124.

L-L. Rouve, Th. Waeckerlé, A. Kedous-Lebouc, B. Cornut, "Identification of the parameter k and counterfield H_c for the Preisach dynamic model", **Conférence SMM 12** (Cracovie Pologne), Septembre 1995.





Chapitre 1

INTRODUCTION GENERALE CONTEXTE DES RECHERCHES SUR LES ACIERS ELECTRIQUES - PERSPECTIVES ET DETERMINATION DES VOIES DE RECHERCHE EMPRUNTEES

Le magnétisme appliqué à l'électrotechnique a donné lieu par le passé à des applications révolutionnaires, irremplaçables aujourd'hui : ainsi une grande partie du génie électrique s'appuie sur le comportement des tôles magnétiques pour la conversion ou transformation d'énergie. A entendre certains il n'y a plus grand chose à attendre de l'amélioration de ces tôles et la modélisation numérique ne sera toujours qu'un moyen de vérifier a posteriori ce que l'on a dimensionné préalablement « à la louche » ! C'est pourtant cette voie que j'ai choisie car certaines familles de tôles ont encore un grand potentiel de progrès et la représentation de leur comportement en modélisation numérique n'en est qu'à ses débuts. Toutes les voies de recherche ne sont pourtant pas bonnes à prendre, et la brève revue bibliographique qui suit (métallurgie et modèle de comportement) me permettra de motiver mes orientations de recherche : "où l'effort des recherches sur les aciers électriques pour l'électrotechnique doit-il se porter ? " est l'objet de cette introduction générale.

1.1/ Amélioration des aciers électriques pour l'électrotechnique : sens de l'Histoire et perspectives de recherche

Qui aurait pu croire au début du siècle, alors que le fer avait été apprivoisé pour ses propriétés magnétiques remarquables par les électrotechniciens sous forme de noyaux magnétiques massifs, que l'insertion de ce métal ferromagnétique dans les dispositifs électrotechniques engendrerait de tels efforts de recherche dans de nombreux laboratoires publics ou privés, une compétition industrielle internationale aussi acharnée quant aux performances technologiques des procédés, un telle fièvre de caractérisation et de description du comportement magnétique doux et enfin une place aussi déterminante et sensible dans les problèmes électromagnétiques que l'on essaie de modéliser numériquement actuellement ? Il est vrai que le pas le plus important a été franchi en terme de performance lorsque, le ferromagnétisme aidant, l'air a été remplacé par du fer, qui joue alors un rôle d'amplificateur du

champ magnétique. Ce n'était pourtant que le début de l'aventure à laquelle nous tenterons de rajouter un maillon par ce mémoire.

Tandis que les tôles pour transformateur s'approchent des sommets...

Tandis que les savants tels que P. Weiss commençaient à organiser les notions d'ordre et de domaines magnétiques, la première moitié du XX^{ème} siècle vit la transformation des noyaux magnétiques en feuillards par laminage à chaud, dans le seul but de limiter les échauffements par courants induits dans le matériau. Dans cette optique, les métallurgistes allient le fer avec divers éléments tels que le germanium, l'aluminium et surtout le silicium qui s'impose rapidement par son abondance, sa stabilité chimique dans le fer et son aptitude à renforcer mécaniquement l'alliage. C'est sur ce type d'alliage FeSi que N.P. GOSS, découvrit alors fortuitement un procédé d'obtention de la texture $\{110\}<001>$: cette découverte était capitale puisque, le fer ayant une forte anisotropie magnétocristalline et des directions de facile aimantation $<001>$, elle donnait la possibilité d'aligner grossièrement suivant la direction de laminage de la tôle un des axes cristallographiques $<001>$ de chacun des grains (ou cristal) constituant le matériau ; par un tel arrangement, il devenait très facile d'aimanter le polycristal suivant sa direction de laminage.

Ainsi venaient de naître les tôles à grains orientés (G.O.) à fortes perméabilités et à faibles pertes magnétiques suivant la seule direction de laminage (on passe ainsi brutalement de 1.4 à 1.7 T pour un champ de 800 A/m en 1940). Dans le même temps, se rapprochant encore de l'accord entre épaisseur de peau et épaisseur du matériau, l'adjonction d'un laminage à froid permettait aux matériaux magnétiques de prendre l'aspect du feuilletage qu'ils ont encore actuellement. La sidérurgie américaine prit très rapidement le contrôle de la production mondiale de tôles à grains orientés, améliorant continuellement le procédé basé sur l'inhibition sélective des orientations cristallographiques lors de la croissance de grain finale par des précipités (inhibiteurs) de sulfure de manganèse (MnS) : en 1970, on pouvait déjà atteindre 1,82 T pour un champ appliqué de 800 A/m. C'est à cette époque que Nippon Steel Corp. fait encore progresser brutalement ces matériaux par une meilleure sélectivité de l'inhibition, liée à l'introduction supplémentaire du nitrure d'aluminium (AlN). Cela nous amène au meilleur niveau de performance actuel des tôles de transformateur (tôles dites HiB) qui présentent un B_{800} de 1,95 T pour une aimantation à saturation de 2,03 T et des pertes à 50 Hz et à 1,7 T inférieures à 1 W/kg. Une traction de ces cristaux suivant leur axe $<100>$ parallèle à la direction de laminage et un affinement des domaines magnétiques principaux obtenu par des traitements de surface adaptés peuvent encore améliorer les performances magnétiques. Cette amélioration sera d'autant plus importante que la texture de Goss est parfaite (cf figure 1.1). Ainsi la maîtrise de la texture est de loin l'enjeu principal dans la mise au point de procédés métallurgiques d'obtention d'aciers magnétiques performants. La situation serait tout à fait différente si

l'anisotropie magnétocristalline ne tenait pas une place aussi importante dans les mécanismes d'aimantation des aciers électriques. L'histoire des tôles à grains orientés montre qu'il aura fallu le conjonction du hasard et de décennies de recherches de grandes firmes sidérurgiques pour comprendre les mécanismes de filiation de cette texture et atteindre des performances magnétiques assez proches des limites théoriques accessibles par un monocristal (110) [001].

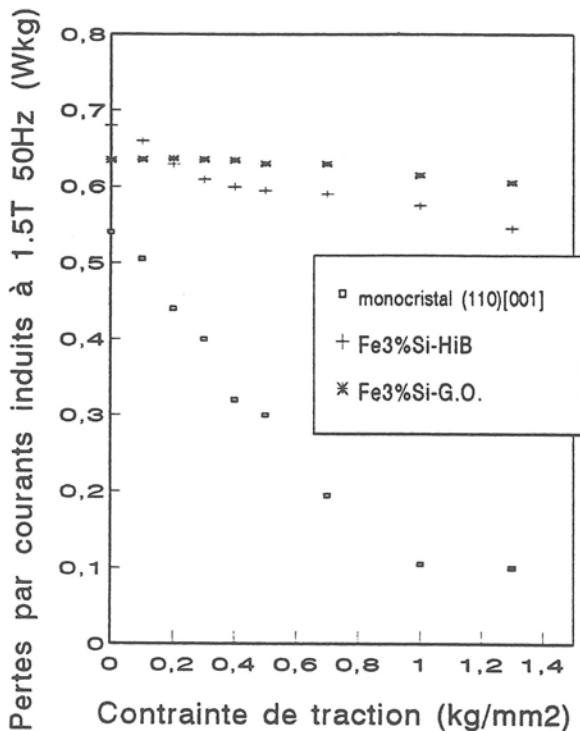


Fig.1.a : Influence du degré de désorientation de la fonction du texture (110) [001] sur la relation "Pertes par courants induits/contrainte de traction" dans le cas de matériaux non revêtus : monocristal d'ép. 0,15 mm et B(à 800 A/m) = 2,03T, tôle HiB d'ép. 0,35 mm et B(à 800 A/m) = 1,92T, tôle G.O. d'ép. 0,35 mm et B(à 800 A/m) = 1,82T (d'après Doc. Tech. N.S.C.)

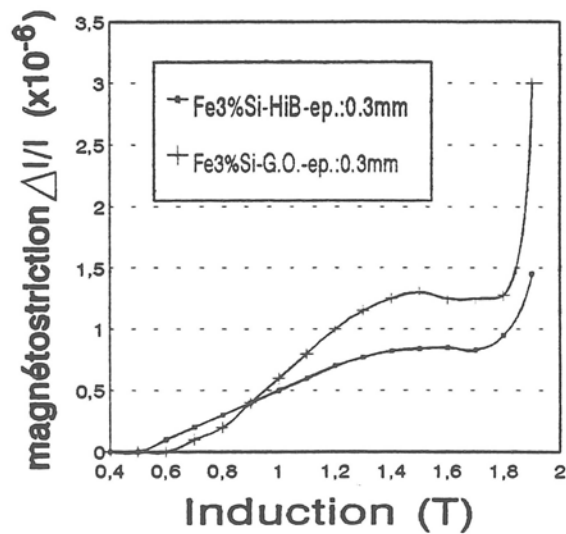


Fig.1.b : Allongement magnétoélastique en niveau d'induction dans les 2 cas type de texture de Goss (d'après Doc. Tech. N.S.C.)

Il me paraît essentiel d'étudier l'opportunité de recherches métallurgiques dans cette voie (tôles pour transformateur), autant en ce qui concerne les capacités de recherche que le potentiel de progression des matériaux. Du fait de la forte anisotropie magnétocristalline présente dans le cristal de fer α et ses solutions solides peu diluées (0 à 4% d'alliage), la texture est le seul moyen de « contourner » cette caractéristique intrinsèque des tôles magnétiques. Les recherches continuent dans de nombreuses directions telles que la sélectivité accrue des inhibitions, le contrôle de l'hétérogénéité de taille de grain à l'état final, l'introduction d'inhibition supplémentaires limitant la croissance trop exagérée de certains cristaux afin de diminuer indirectement les courants induits...En tout état de cause, le procédé a atteint un tel

degré de complexité et de savoir faire que ces recherches ne sont possibles que si toutes les étapes du procédé et en particulier le laminage à chaud sont parfaitement bien contrôlées. A ma connaissance aucun laboratoire métallurgique au monde ne travaille dans ce domaine sans une étroite collaboration avec un producteur de tôle G.O. et sans de lourds moyens d'investigation. En dépit de tous ces efforts, les tôles les plus performantes HiB présentent encore des désorientations non négligeables vis à vis de l'orientation Goss idéale, comme le montre la figure 1.2 : on peut estimer de 6 à 10° le demi-angle au sommet du cône de désorientation des axes $\langle 001 \rangle$ autour de la direction de laminage (soit 3 à 5° de désorientation moyenne). Nous ne sommes donc pas encore parvenus au monocristal (110) [001]. Pourtant si celui-ci constitue indéniablement le matériau idéal en régime de champ statique ou quasistatique, il n'en est pas de même lorsque l'on considère le comportement dynamique des tôles (typiquement 50 ou 60 Hz), tel qu'il se présente dans un transformateur. Les pertes par courants induits sont en effet

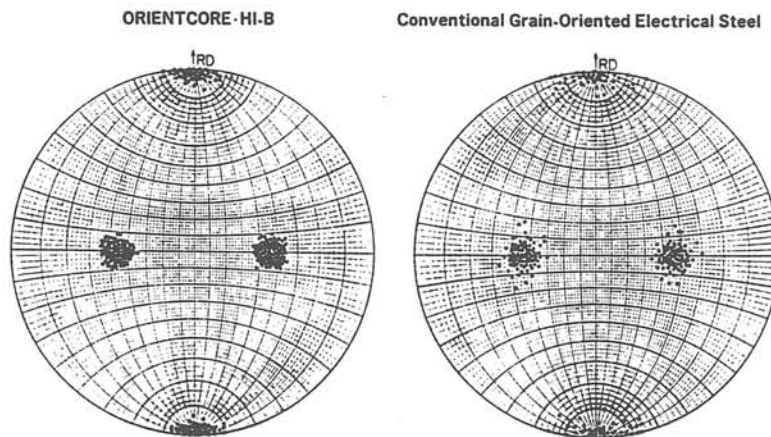


Fig. 1.2 : Figures de pôles (200) des textures finales de tôles G.O. et "HiB"
(d'après Doc. Tech. N.S.C.à)

étroitement liées à la largeur de domaines, laquelle est réglée par l'énergie volumique stockée sous forme de défauts (dislocations des joints de grain et impact-laser de surface). Ainsi le minimum de pertes est atteint non pas avec le monocristal mais avec une certaine densité de dislocations servant à affiner le plus efficacement les domaines et correspondant à une désorientation moyenne entre grains de 2,5 °. On considérera que c'est cette valeur qui va définir la limite pratique des tôles à grains orientés. L'utilisation de l'anisotropie de forme pour approcher l'induction au coude de la courbe B(H) nous amène dans ce cas à une valeur de 1.91T et une perméabilité relative B/H à 1.7T de environ 4500 tandis que la perméabilité différentielle maximale reste à environ 30000 - 40000. Avec un tel matériau, une épaisseur de 0.23 mm reste bien adaptée à une fréquence de 50 Hz ; on peut alors envisager d'après les travaux de Nippon Steel Corp. [1.1] (cf fig.1.3) de parvenir à affiner les domaines à une largeur de 150 μm , ce qui donne des pertes approchées [1.2] de 0.26 W/kg (à 1.7T, 50Hz)

auxquelles il faut rajouter des pertes par hystérésis que l'on peut estimer à 0.26W/kg d'après [1.1] et [1.3]. On obtient ainsi les limites de performance accessibles des tôles pour transformateur : $B_{800} = 1.91\text{T}$ et $W_{50}^{1,7} = 0.55\text{W/kg}$ (on y inclut arbitrairement 10% de pertes par courants induits supplémentaires du fait de l'existence d'hystérésis que ne prend pas en compte le modèle de Pry et Bean).

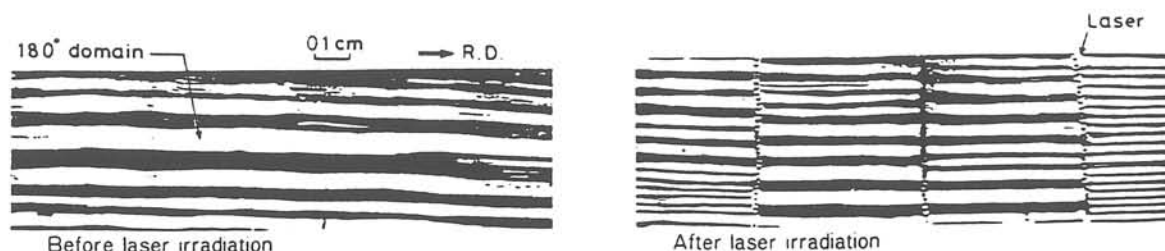


Fig.1.3 : Structures de domaines avant et après irradiation laser

Par comparaison les meilleures tôles "HiB" commerciales présentent $B_{800} = 1.92\text{T}$ et $W_{50}^{1,7} = 0.85\text{W/kg}$. Bien que l'on puisse discuter dans une certaine mesure les estimations de pertes par hystérésis et largeur de domaines limites, il apparaît qu'une grande partie du potentiel d'amélioration de ces matériaux est maintenant derrière eux et que les quelques dixièmes de W/kg que l'on peut espérer encore gagner dans l'avenir ne sont probablement qu'à la portée des principaux industriels producteurs. L'équipe du Professeur Brissonneau a pu par le passé mettre au point au laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble un procédé d'obtention de la texture de Goss dans des tôles minces (0,05 à 0,15 mm d'épaisseur) de Fe 3 % Si : cela n'a été possible que grâce aux relations de confiance très fortes qui ont existé pendant plus de 20 ans entre la Société Métallurgique de Saint Chély d'Apcher et le laboratoire d'Electrotechnique. Dès 1988, cette société était absorbée par le groupe UGINE A.C.G. qui concentrait l'essentiel de ses moyens de recherche sur les matériaux magnétiques dans une usine du Nord, et mettait un point final à cette longue et fructueuse aventure commune. Suite à ces différentes constatations concernant le développement des tôles à texture de Goss, je choisis dès 1990 de laisser définitivement de côté cette voie de recherche et de porter mes efforts sur l'amélioration des tôles dites "non orientées" (N.O.).

... les tôles non orientées industrielles n'évoluent que lentement faute d'une texture adéquate...

Tandis que les tôles pour transformateur vivaient cette grande aventure, les tôles utilisées dans les moteurs ne procédaient au milieu du siècle que de la simple nécessité d'abaisser leur

épaisseur par laminage à chaud puis à froid, pour s'accorder avec l'effet de peau aux fréquences d'utilisation. Entre les années 60 et 80, la sidérurgie connut de profondes mutations telles que la coulée continue et l'affinage en poche qui lui permirent d'atteindre de très bonnes propriétés inclusionnaires et de très bas niveaux en résiduels : des teneurs de moins de 20 ppm de carbone, moins de 10 ppm d'azote et oxygène peuvent être ainsi obtenues par affinage sous vide et brassage par Argon dans le cas d'alliages Fe Si Al. Par ailleurs, leur texture n'évolua que très peu, en développant toujours une certaine anisotropie finale favorable, subie plutôt que contrôlée. Une mention spéciale doit tout de même être faite pour les tôles de fer faiblement alliées (seuls quelques dixièmes de pourcents de silicium et de phosphore sont présents pour renforcer mécaniquement la structure ferritique) pour lesquelles l'utilisation d'un recuit après le laminage à chaud provoque une diminution des composantes finales de texture les plus défavorables et améliore donc quelque peu la perméabilité de ces matériaux. Néanmoins les performances des tôles magnétiques N.O. actuelles sont encore bien loin de ce que laisserait espérer une amélioration sensible de la texture : ainsi typiquement l'amélioration de la pureté en résiduels a permis de diminuer les pertes magnétiques à 50 Hz/1.5 T de 2,6-2,8 W/kg à 2-2,2W/kg (suivant la direction de laminage) durant ces 30 dernières années et on ne peut plus guère espérer progresser sensiblement de ce côté. En revanche l'obtention de textures finales très préférentielles pour les applications où le flux doit utiliser plusieurs directions successives dans le plan de la tôle, telles que les textures "planaire" $\{100\}\langle 0kl \rangle$ ou "cubique" $\{100\}\langle 001 \rangle$ (cf figure 1.4), permettrait d'atteindre des perméabilité et pertes dans deux directions de la tôle comparables à celles des tôles à grains orientés (dans la seule direction de laminage).

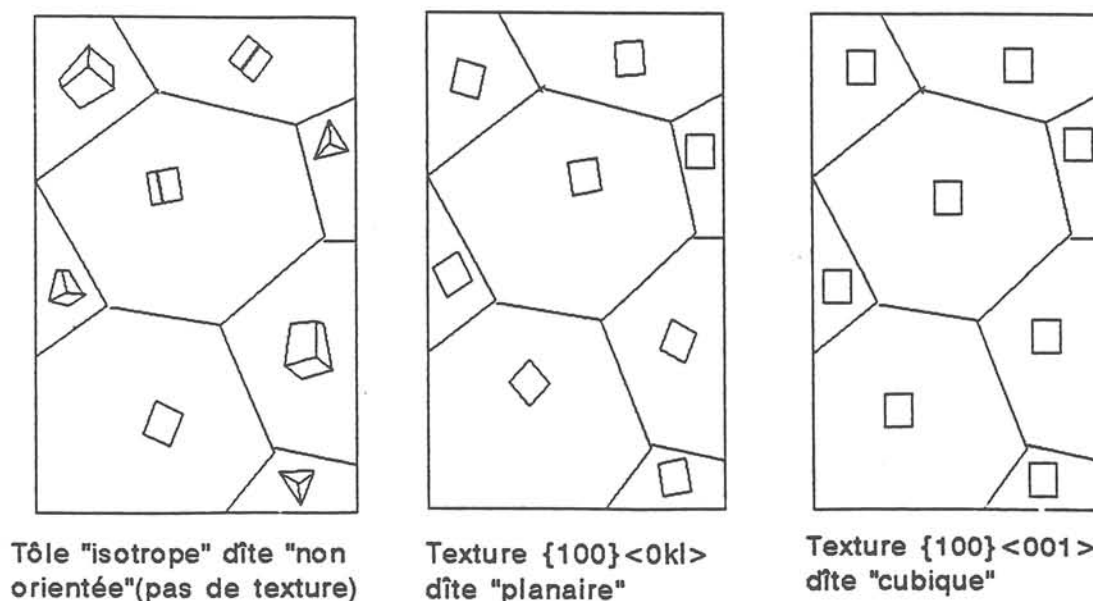


Fig.1.4 : Schéma des 3 distributions-type de cristaux qui intéressent les tôles magnétiques FeSi, pour utilisation dans les machines électriques tournantes

... de type $\{100\}$ qui offrirait tant d'avantages !

Ces deux textures idéales permettent en outre de conserver de bonnes performances magnétiques unidirectionnelle dans les directions intermédiaires et des pertes en champ tournant incomparables vis à vis des autres textures que l'on peut envisager. Il a même été montré expérimentalement [1.4] que l'utilisation de tôle $\{100\}<001>$ en substitution de tôles G.O. dans les colonnes de transformateur triphasé (dans un cas où 30-40 % du volume de ces colonnes est affecté par les champs tournants dans les zones de joint) permettait de diminuer encore sensiblement ses pertes à vide (figure 1.5).

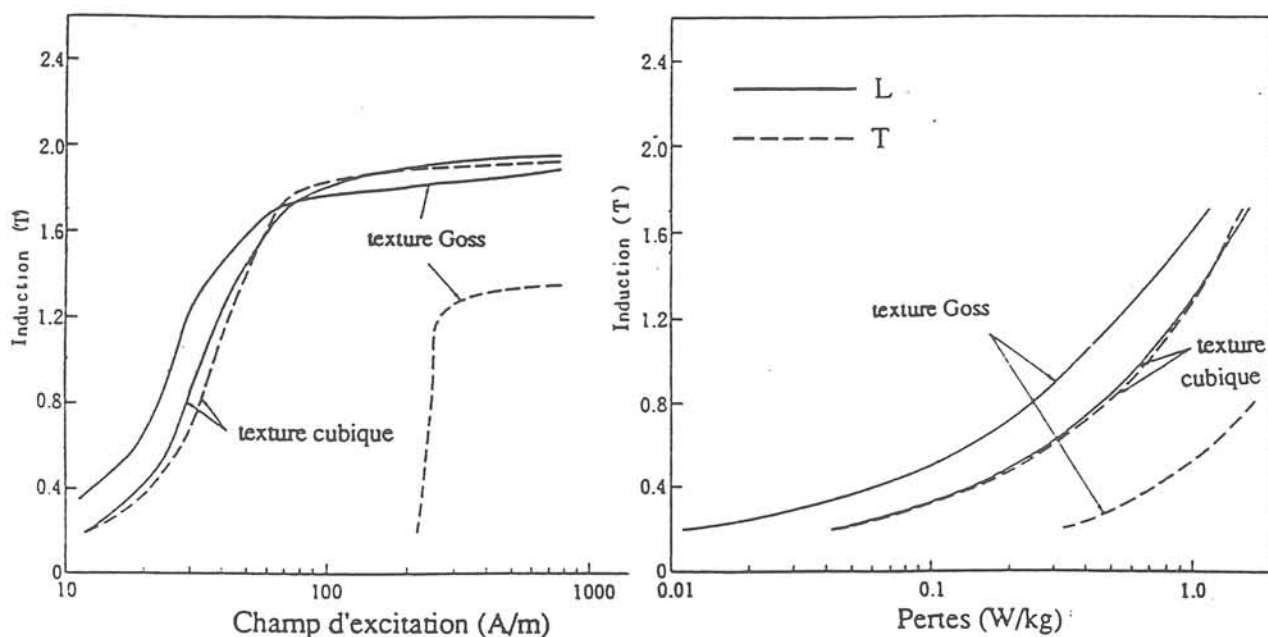
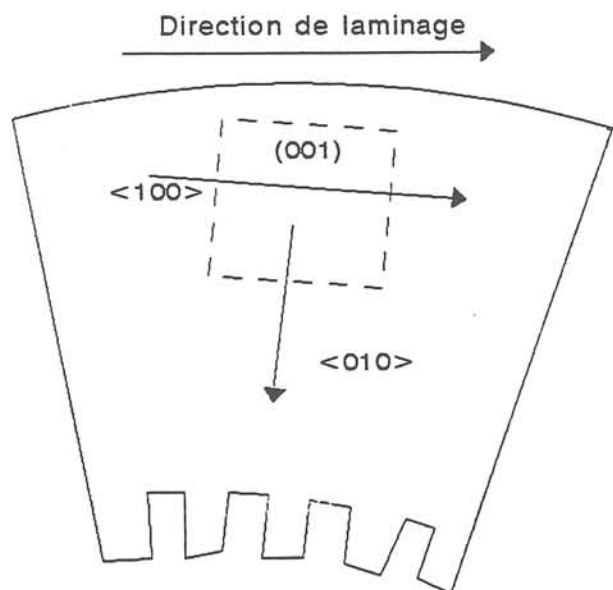


Fig. 1.5 : Comparaison des performances de tôles FeSi en texture "cubique" ou "Goss", dans les directions de laminage (L) et travers (T), lorsqu'elles sont utilisées dans un transformateur triphasé (d'après [1.4])

Lorsque l'on passe du gros transformateur de puissance au petit transformateur d'alimentation, on passe d'une structure de tôles découpées et assemblées par joints de recouvrement à une structure de tôle poinçonnées et empilées : une texture "cubique" $\{100\}<001>$ est alors très nettement idéale par rapport à l'emploi d'une tôle G.O. qui présenterait de très bonnes performances dans une direction de la culasse mais les dégraderait fortement par ailleurs.

Dans le cas des grosses machines tournantes, tels que les turboalternateurs, il s'agit de machines synchrones à excitation séparée où l'entrefer est de l'ordre du centimètre. Ces machines fonctionnent en régime presque saturé et l'évaluation des Ampère-tours sur une boucle de circulation du champ H montre que l'entrefer absorbe l'essentiel de la puissance

d'excitation. Neidhoffer a montré [1.5] que même en utilisant une tôle à texture "cubique" équivalente en perméabilité (suivant la direction de laminage) aux meilleures tôles $\{110\}<001>$, on n'augmenterait l'induction de travail dans l'entrefer d'au plus 3 %. Si le couple d'un gros alternateur est essentiellement régi par son entrefer, il n'en est pas de même de sa sûreté de fonctionnement, qui dépend en bonne partie des pertes magnétiques générées dans le stator et des échauffements localisés qui peuvent en découler. Le niveau de pertes intralaminaires dans la tôle et les anomalies d'isolation électrique entre tôles (rayures, mauvais revêtement de surface, bavures de découpe, soudures...) sont les deux sources de ces échauffements. Le rendement énergétique de telles machines pourrait être amélioré encore de 10 à 20 % [1.5] par l'introduction de matériaux doublement orientés, ce qui constituerait des économies énormes compte tenu qu'une grande partie de l'énergie électrique est produite par le biais d'alternateurs. De plus une baisse sensible du niveau des pertes magnétiques diminuerait d'autant l'échauffement du stator qui peut aller jusqu'à sa fusion partielle. Les grosses machines actuelles utilisent des tôles alliées à 3-4 % en poids en aluminium et silicium, ce qui constitue le meilleur compromis à 50Hz pour le maintien d'une induction élevée dans l'entrefer et un niveau favorable de résistivité électrique; l'emploi de tôles G.O., mais surtout de tôles N.O. à 3,2 % Si + 0,8 % Al permet ainsi d'atteindre un niveau de pertes moyen dans les deux directions principales de la tôle ("long + travers") de l'ordre de 2,2 à 2,5 W/kg. Là encore seule l'utilisation de tôles à texture type $\{100\}$ peut faire baisser dans l'avenir le niveau général des pertes, tandis que le risque d'anomalies thermiques est également lié à la qualité de l'isolation des tôles et au soin avec lequel on traite les tôles en construction. Soulignons que dans le cas des grosses machines, le stator est monté en plusieurs "secteurs" de tôle, du fait du grand



diamètre des alternateurs (figure 1.6): ainsi dans chaque secteur la direction de laminage (respectivement la direction travers) est sensiblement parallèle à la tangente au secteur (respectivement à l'axe de ses dents) et la texture idéale pour cette configuration est par conséquent la texture "cubique" $\{100\}<001>$.

Fig.1.6 : Schéma type d'une orientation (001) [100] légèrement désorientée dans un secteur de grosse machine tournante

Les conséquences thermiques des principales anomalies d'isolation électrique ont été évaluées à partir des travaux de M-C. Marion-Péra (cf chapitre III) tandis que l'amélioration de la texture des tôles FeSiAl destinées au premier chef aux grosses machines tournantes est à l'origine des recherches importantes entreprises par le groupe Creusot Loire et en particulier par l'usine de St Chély d'Apcher dans les années 70 sur ce type d'alliage. Cette action, focalisée à partir des années 80 sur des aciers électriques Fe-2%Al-2%Si, a donné lieu aux travaux de thèse de J. Quénin entre 1982 et 1986 (ingénieur détaché au L.E.G. par la Société Métallurgique de St Chély d'Apcher), aux miens entre 1987 et 1990 (contrat CIFRE avec cette même société) dans le cadre de contrats européens CECA, aux recherches correspondant à 2 des 12 opérations du groupement de recherche 934 "tôles magnétiques pour le Génie Electrique" (une dirigée par R. Penelle au Laboratoire de Métallurgie Structurale d'Orsay, l'autre par moi même au Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble) entre 1990 et 1993, et enfin à une partie des travaux de thèse qu'a menée C. Talowski au Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble depuis 1993 (voir chapitre II).

Dans le cas des machines synchrones de petite et moyenne puissance, l'entrefer important limite là encore l'intérêt d'une augmentation même sensible de la perméabilité du matériau, tandis que les pertes magnétiques volumiques ou localisées ont un aspect beaucoup moins critique que dans le cas des grosses machines tournantes. Toutefois suivant la taille de la machine et l'entrefer, une augmentation de perméabilité peut accroître le couple, pour un volume comparable, ce qui peut ouvrir quelques perspectives en terme de puissance volumique.

Finissons ce panorama par les machines asynchrones dont l'entrefer est cette fois de l'ordre du dixième de mm : la tôle occupe alors une place de premier plan. Boglietti a montré [1.6] que la diminution de taille de ces machines était étroitement liée au potentiel d'amélioration des pertes à 50 Hz et de l'aimantation à 800 A/m par rapport aux tôles N.O. actuelles. Si l'on considère le cas presque idyllique des tôles "cubiques" présentées en [1.4], avec un $B_{800} = 1.93\text{T}$ (à comparer à $B_{800} \approx 1,5\text{ T}$ pour un N.O.) et $W_{1,5\text{T}^{50\text{Hz}}} = 1,2-1,3\text{ W/kg}$ (à comparer avec $W_{1,5\text{T}^{50\text{Hz}}} \approx 2,2\text{ W/kg}$ pour un N.O.), on peut escompter diminuer la longueur du moteur de 25% et augmenter son rendement de 2,5 %.

Conclusions : Il est donc clair que la production de tôle à texture finale {100} et plus particulièrement de celles à texture "cubique" {100}<001> permettraient de franchir une étape décisive. L'enjeu est considérable puisque les textures de type {100}, si elles étaient maîtrisées industriellement, pourraient toucher jusqu'à 80 % du tonnage des aciers électriques. Cela dessine un premier objectif qui consiste à étudier les différents procédés d'obtention de la texture {100}<001> et si possible à innover sur de nouvelles voies métallurgiques de production de cette texture (voir Chapitre 2).

Un deuxième objectif, assurant une liaison complète des études métallurgiques avec l'électrotechnique, m'est apparu rapidement indispensable pour assurer l'intégration correcte des tôles magnétiques dans les dispositifs électrotechniques :

- évaluer ce qu'apportent de nouvelles tôles texturées par rapport aux tôles N.O. actuelles

La seule voie que j'ai pu distinguer rejoint la thématique d'optimisation des structures électrotechniques sur la base des matériaux actuellement disponibles : c'est la modélisation numérique des phénomènes électromagnétiques, dont la pertinence dépend pour partie des propriétés d'usage des matériaux constitutifs. La conception de modèles de comportement magnétique sera donc notre deuxième objectif. Je présenterai dans la suite de ce chapitre et dans le chapitre IV mon approche de la conception de modèles.

1.2/ Description du comportement magnétique des aciers électriques : critiques et perspectives

Notre propos ne sera pas ici de dresser un tableau exhaustif de tous les travaux qui ont été mené durant ce siècle quant à la compréhension et à la modélisation du comportement des matériaux doux, mais de rapporter des faits marquants qui en ont jalonné l'histoire sur lesquels je m'appuierai pour présenter la voie de recherche que j'ai empruntée.

1.2.1/ Quelques approches du problème

La mise en évidence indirecte de l'existence des domaines magnétiques au travers des discontinuité d'aimantation rencontrées lors de la description d'un cycle d'hystérésis par Barkhausen confirme les prédictions théoriques de Weiss, qui s'appuyaient sur la considération de désaimantations aisées vis à vis d'un champ moléculaire important. On montra ensuite que l'aimantation ne peut s'orienter spontanément que suivant un nombre fini de directions (axes de facile aimantation) tels que les axes $\langle 100 \rangle$ pour le fer et l'énergie magnétocristalline correspondante fut mesurée et explicitée. Bloch mis en évidence en 1932 l'épaisseur finie des parois (avec donc une énergie superficielle) résultat de l'équilibre entre les forces d'échange (Heisenberg,) et le couple magnétocristallin [1.7]. Avec la mise au point de techniques expérimentales telles que les diagrammes de Bitter ou plus tard l'effet Kerr optique, les configurations en domaines à la surface d'échantillons monocristallins sont étudiées notamment par Sixtus et Kaya et classées topologiquement : on s'aperçoit que le passage au polycristal complique la description du comportement magnétique, du fait des interactions micromagnétostatiques (magnétisante ou démagnétisante) qui prennent leurs sources aux joints de grain. Les chercheurs se penchent sur la description académique des phénomènes macroscopiques : dans le cas de monocristaux, l'anisotropie des processus d'aimantation réversibles est décrite au travers des différentes familles de domaines (phases de Néel) par une approche probabilistique (Heisenberg, 1931) ou thermodynamique (Néel, 1944,[1.8]).

Dans cette dernière théorie, des règles de phases ne sont proposées que lorsque l'ellipsoïde-échantillon monocristallin subit un champ appliqué parallèle à l'axe principal de l'ellipsoïde ; Néel montre que dans la plage des champs faibles où le champ appliqué H_a est totalement compensé par le champ démagnétisant macroscopique H_d (mode I), 6 phases magnétiques (3 paires de phases antiparallèles) coexistent dans un cristal cubique et l'aimantation est alors indépendante de l'orientation du cristal par rapport aux axes de l'ellipsoïde. En mode I l'aimantation ne peut être calculée. Lorsque $H_i = H_a + H_d$ est non nul, c'est la symétrie de H_i par rapport aux axes de facile aimantation qui détermine le nombre de phases en équilibre stable (3, 2 ou 1 phases dans le cas du cristal de fer, correspondant respectivement aux modes II, III et IV de la théorie). Le seul cas où une détermination de l'aimantation est possible est le cas limite du mode I, où chaque paire de phase est réduite à une seule (3 phases au total), ce qui amène Néel à définir cette situation comme une "aimantation rémanente idéale", de coordonnées $\frac{l}{1+m+n}$, $\frac{m}{1+m+n}$, $\frac{n}{1+m+n}$ dans le repère du cristal où l , m et n sont les cosinus directeurs de H_a dans ce même repère. Cette aimantation correspond approximativement, dans un matériau magnétique monocristallin ou très texturé (tôles G.O. par exemple), à la fin des déplacements de parois à 180° et au début des processus de rotation. Ce modèle avait été proposé antérieurement empiriquement par Kaya (1926) et justifié théoriquement par Gorter en 1933.

Le modèle probabilistique d'Heisenberg [1.9] développé en théorie par Bozorth en 1932 [1.10], s'attache à décrire les déplacements irréversibles de paroi dans un monocristal massif avec une équiprobabilité de toutes les familles de domaine (phases de Néel); ce modèle sera adapté au cas des tôles G.O. par Fasching [1.11] en 1964 en introduisant des probabilités différentes pour les 6 phases du fait de la forte anisotropie de forme des tôles.

On peut considérer que ce sont là les étapes les plus marquantes des modèles physiques d'anisotropie, applicables qualitativement aux seuls cas monocristallins.

Si l'on se place maintenant à de fortes énergies d'aimantation ($H \geq 10^5$ A/m par exemple) le polycristal ne contient en bonne approximation qu'une phase magnétique et les mécanismes de rotation sont seuls actifs. Dès 1932 la mise en évidence de l'énergie magnétocristalline permet de calculer aisément la direction de l'aimantation de tout monocristal lorsqu'on lui applique un champ de direction quelconque. En 1948, Néel [1.12] démontre la loi exacte d'approche à saturation $J/J_s = 1 - b/H^2$ souvent montrée expérimentalement : le champ magnétique d'équilibre est dévié de la direction du champ appliqué par le champ démagnétisant local (de direction opposée à l'aimantation) et dans le domaine des hautes énergies cette déviation augmente le couple magnétocristallin agissant sur l'aimantation, d'où un suralignement de celle-ci sur la direction du champ appliqué. La considération de ce phénomène permet alors de calculer le facteur correctif G de Néel, dans la loi d'approche à saturation.

Par ailleurs, l'hystérésis (régime statique) est montré expérimentalement dès le début du siècle, mais il faut vraiment attendre Preisach [1.13] et Néel pour donner le vrai coup d'envoi de la description de l'hystérésis. Preisach voit l'hystérésis comme une population d'entités élémentaires, que nous appellerons par commodité "Objets Magnétiques" (O.M.), caractérisées chacune par leur cycle élémentaire rectangulaire et leur deux champs d'inversion α (pour $\frac{\partial H}{\partial t} > 0$) et β (pour $\frac{\partial H}{\partial t} < 0$) ; la distribution de ces O.M. en fonction de α et β est la caractéristique du matériau (appelée fonction de distribution de Preisach : $p(\alpha, \beta)$) et est déterminée généralement expérimentalement. Le travail de Preisach ouvre alors le champ à une quantité fantastique d'études et modélisation de l'hystérésis : les modèles dérivés de celui-ci sont à l'heure actuelle encore de très loin les modèles les plus nombreux et probablement les plus précis et performants. En revanche l'approche statistique du modèle de Preisach, calée sur la détermination expérimentale macroscopique (courbes d'aimantation, cycles majeurs, cycles de recul, cycles mineurs ...), rend difficile le lien avec les mécanismes mésoscopiques (déplacements isolés ou collectifs de parois) et donc le perfectionnement du modèle. Ainsi par exemple personne n'a pu encore expliquer physiquement, même qualitativement, la forme que doit prendre la fonction $p(\alpha, \beta)$. Néel de son côté dessine en 1942, dans le cas des basses énergies d'excitation ("domaine de Rayleigh"), son modèle de fonction potentielle [1.14] qui assimile les possibilités de déplacement des parois à 180° à une succession de minima et maxima de potentiel. Ce modèle énergétique décrit bien les déplacements réversibles de parois à bas champ. En 1957 il donne aussi l'explication de la reptation, conséquence de l'évolution des champs de couplage (liés aux interactions entre défauts et domaines) d'un cycle à un autre, amenant des variations irréversibles d'aimantation.

La modélisation de l'hystérésis a pris ces dernières décennies plusieurs voies, pour maîtriser la description de la complexité que représente un polycristal par rapport à un monocristal. Les travaux de Porteseil [1.15], dans les années 70 et 80, montrent le comportement fractal des déplacements de parois qui sont constitués d'une succession de mouvements réversible et irréversible. Il montre le rôle essentiel des interactions magnétostatiques dans les structures de domaines complexes. En se basant sur une caractérisation fine des processus d'aimantation, il propose un modèle empirique d'hystérésis prenant en compte le déclenchement de déplacements collectifs de parois. Ce modèle scalaire statique J-H s'accorde très bien avec la réalité expérimentale tant que le mécanisme de déplacement de parois qu'il décrit est le seul activé. En outre ce modèle s'appuie sur 6 paramètres, dont 4 sont déterminés expérimentalement. La mise au point de ce type de modèle, quoique très riche d'enseignement sur l'intimité des processus d'aimantation, semble très lourde et longue expérimentalement, très séduisante intellectuellement et doit être considérée comme une voie de recherche à moyen ou long terme. L'ensemble de la courbe d'aimantation n'est pas encore décrite et en particulier la plage de champ où déplacements irréversibles de parois et

rotations se côtoient reste encore à traiter. De plus, la formulation en équations différentielles se prête mal à des résolutions numériques rapides et à l'extension vers la prise en compte de l'anisotropie et des phénomènes dissipatifs.

Outre les modèles de Preisach dérivés, dont nous reparlerons au chapitre IV, un certain nombre de modèles d'hystérésis unidirectionnels quasistatiques ont vu le jour ces dernières années. Nous ne prétendons pas les avoir testés (c'est pourtant le seul moyen pour vraiment savoir ce qu'ils valent). Cependant on peut se faire une idée de l'intérêt du modèle, de son aptitude à être amélioré, affiné, compliqué, de sa capacité à être généralisé ou intégré dans un sur-modèle qui prendra aussi en compte les phénomènes dynamiques et d'anisotropie : en particulier les hypothèses de base donnent souvent une idée sur sa pertinence. Nous citerons par exemple le modèle de Jiles-Atherton [1.16], très à la mode actuellement, basé sur des considérations physiques parfois très surprenantes telles que la description de la courbe anhystérétique par la fonction de Langevin du paramagnétisme ou la distribution homogène en volume des sites d'accrochage de paroi ; si l'on ajoute que l'expression générale de l'hystérésis unidirectionnel quasistatique est une série des dérivées de la fonction de Langevin chacune étant pondérée d'une monôme paramétré par les coefficients du modèle et que la représentation correcte des cycles mineurs doit être assurée par une combinaison supplémentaire d'homothéties et de translations, on comprendra que nous n'ayons pas été tenté de développer ce modèle d'hystérésis vers les phénomènes dynamiques. Le modèle de Ayano [1.17] a pour une de ses principales hypothèses de considérer que le déplacement de la paroi est indépendant du champ appliqué et il peut paraître surprenant de voir ensuite sur cette base un parfait accord avec les données expérimentales ! Le modèle de Hodgdon [1.18] quant-à lui se base sur une équation différentielle implicite de la loi d'aimantation, qui lie H , B , $\frac{\partial H}{\partial t}$, $\frac{\partial B}{\partial t}$; il suffit de choisir ou optimiser les fonctions particulières propres à un matériau donné et le modèle d'hystérésis s'accorde bien avec l'expérience. En revanche l'extension vers la dynamique à partir d'une équation mathématique propre à un régime quasistatique devient complexe et sans support physique.

Ainsi durant ces 30 dernières années de nombreuses approches de l'hystérésis macroscopique ont été développées : seul le modèle de Preisach me semble convenir, ne serait-ce que pour l'extension vers la prise en compte des phénomènes dynamiques : en effet, la généralisation de ce modèle par Bertotti à la dynamique statistique des parois, ouvre une porte vers le comportement fréquentiel des tôles pour peu que l'on sache calculer les courants induits macroscopiques générés. C'est donc dans cette voie que se sont fixés mes travaux relatifs aux phénomènes dissipatifs.

Concernant l'anisotropie, il reste à passer des descriptions académiques de monocristaux à celles de tôles polycristallines texturées. Les modèles d'anisotropie anhystérétique doivent être à la fois suffisamment simples pour être introduits dans les logiciels de simulation numérique, suffisamment précis et bien reliés aux principales grandeurs physiques qui contrôlent cette anisotropie, et enfin aptes à être étendus à la prise en compte de l'hystérésis et des phénomènes dissipatifs.

1.2.2/ Détermination d'une voie de conception de modèles micro/macro

• *Approches déterministes :*

Une des grandes filières de la modélisation du comportement des tôles magnétiques est la conception de modèles de pertes. Tout a commencé historiquement avec les modèles déterministes de Williams-Shockley-Kittel [1.19] en 1950, de Pry et Bean [1.2] en 1958 calculant par les équations de Maxwell respectivement le mouvement réversible d'une paroi isolée rigide et le mouvement réversible synchrone de n parois rigides, sous l'effet d'une condition de surface sinusoïdale. Les modèles déterministes dynamiques unidirectionnels voient leur apogée dans les années 60 et 70, avec les travaux de Lee, Can et surtout Bishop [1.20] qui traite de la prise en compte des courbures de parois ou de leur topologie spécifique (segmentation directionnelle liée à la compétition entre énergie magnétocristalline et énergie magnétostatique de surface) lors des processus dynamiques réversibles et dans le cas bien défini de monocristaux (100)[001] ou (110)[001]. Là encore, seules des lois de comportement qualitatives sont souvent obtenues dans des cas idéaux et ont au moins leur intérêt d'un point de vue pédagogique. Ces approches qui donnent déjà une bonne idée du comportement des pertes en fonction de la largeur de paroi de l'épaisseur du matériau et de la fréquence, ne prennent évidemment pas en compte les multiples interactions présentes dans la réalité et qui donnent au processus d'aimantation son caractère stochastique.

• *Modèle statique de Bertotti*

Dans ce sens et dans les années 80, Bertotti [1.21-1.24] a développé un modèle statistique à partir de la description des sauts de Barkhausen (mouvements de décrochage rapides et brutaux des parois) par des chaînes de Markov, ce qui l'amène à préciser la décomposition traditionnelle des pertes en pertes par hystérésis, classique et d'excès. En particulier la définition d'Objet Magnétique (O. M.) comme zone statistiquement corrélée, homogène en comportement, associée à l'évaluation du nombre réel \tilde{n} d'O.M. actifs à un instant donné permet de décrire ces interactions entre objets magnétiques. Lorsque l'on monte en fréquence, le champ magnétique devient très inhomogène dans l'épaisseur et son établissement est directement lié à la perméabilité intrinsèque du matériau dans un fonctionnement dynamique, très différente d'une perméabilité moyenne et constante que l'on déduit par exemple d'une courbe de 1^{ère} aimantation pour le calcul de pertes classiques : les conséquences de cette différence, non prises en compte

par Bertotti, seront d'autant plus importantes que la fréquence sera élevée. De plus la non-linéarité du matériau à partir d'un certain niveau d'induction accentue encore cet écart vis à vis d'une perméabilité constante : on comprend alors que le modèle statique de pertes de Bertotti soit correct pour des conditions de champ uniforme, et des inductions suffisamment éloignées de l'aimantation à saturation. Ces limitations en fréquence et en induction empêchent donc le modèle d'être général, et l'introduction de lois de comportement arbitraires n'augmente pas pour autant la puissance du modèle. On peut constater dans la littérature que toutes les validations expérimentales du modèle de Bertotti sur des aciers électriques ne sont présentées que jusqu'à 100 Hz maximum et pour des inductions ne dépassant jamais le coude de la courbe d'aimantation.

* La première hypothèse forte de Bertotti est de considérer que chaque variation élémentaire d'aimantation est toujours dirigée suivant le grand axe de l'échantillon. A moins d'être dans le cas d'un monocristal bien particulier, la réalité est éloignée de ce cas idéalisé. Dans ce cas d'approche, il s'agit de traiter statistiquement les corrélations espace-temps des mouvements de paroi, et il est préférable (pour simplifier) de gommer toute source de délocalisation spatiale de l'aimantation. Autant on peut considérer que cette hypothèse simplificatrice aura statistiquement le même effet pour chaque direction du champ appliqué dans le plan de tôles dite "non orientées" (N.O.), autant ce ne sera plus du tout le cas des tôles à grains orientés (110)[001] où la différence sensible des processus d'aimantation suivant les directions long ([001]) et travers ([110]) est connue depuis longtemps. Bertotti a ainsi été obligé d'introduire arbitrairement une loi de comportement de \tilde{n} (nombre d'O.M. actifs) différente pour la direction travers de la tôle. De ce fait, le modèle ne peut pas être généralisé à la description des pertes en régime unidirectionnel dans les différentes directions du plan de laminage d'un même matériau très anisotrope.

* la deuxième hypothèse forte considère que le signal transitoire de réponse du matériau à une variation d'aimantation locale est contrôlée par la perméabilité réversible μ . Sachant que les pertes volumiques moyennes P peuvent s'écrire

$$P = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta T} \int_{-\Delta T/2}^{\Delta T/2} dt \int_V \frac{d^3 r |j(r, t)|^2}{\sigma} \quad (1.1)$$

où V , σ et $j(r, t)$ sont respectivement le volume, la conductivité électrique et la densité de courant induit du matériau, on obtient alors selon Bertotti une nouvelle expression fréquentielle (ω pulsation et S section du matériau) des pertes par transformée de Fourier de (1) :

$$P = \frac{4}{S} \sum_K \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \frac{|K|^2}{|K|^4 + |\omega \sigma \mu|^2} S_i(K, \omega) \quad (1.2)$$

d'une part le calcul de $j(r, t)$ à partir d'une perméabilité constante μ réversible est difficile à admettre puisque cette grandeur n'est absolument pas intrinsèque au matériau, mais fortement liée justement aux interactions qui lient le point considéré au reste du matériau. Du fait de la

diffusion magnétique qui transforme sensiblement les cycles locaux $M(H)$ lorsque l'on s'enfonce sous la surface du métal et du fait de la forte non linéarité des processus d'aimantation, la perméabilité locale réversible sera dépendante du temps et de l'espace. Ainsi $j(r, t)$ dans le formalisme de Bertotti doit être utilisé avec prudence : le comportement macroscopique sera bien approché par une perméabilité réversible constante tant que $M_{\max} < M_{\text{coude de } M(H)}$ et l'épaisseur de peau est supérieure à l'épaisseur du matériau. Notons au passage que si $\frac{dj(r, t)}{dt}$ n'était pas supposé aléatoire dans le temps et l'espace, cela compliquerait singulièrement une transformation fréquentielle de l'équation (1), et la décomposition des pertes en 3 termes serait beaucoup plus difficile à établir.

En dépit des réserves énoncées ci-dessus, ce modèle de pertes s'accorde bien à l'expérience (quelques % entre 0 et 100 Hz, environ 10 % d'écart à 400 Hz) dans les nombreux papiers présentés. En fait la décomposition des pertes par Bertotti en 3 termes habituels

$$P = K_0 f_m + K_1 f_m^2 + P_{\text{exc}} \quad (1.3)$$

permet de donner une justification théorique à chacun de ces termes, notamment les pertes d'excès P_{exc} . L'utilisation des chaînes de Markov pour représenter les interactions entre domaines ou O.M. est assurée par la fonction de densité de transition $M(\Delta r, \Delta t)$ qui assure alors tout l'interface avec la loi macroscopique. C'est alors le choix de cette fonction sur la base des caractérisations de sauts de Barkhausen (loi en $\frac{\exp(-\Delta t/\tau)}{\tau}$) mais aussi à partir de simples appréciations qualitatives (choix par exemple d'une loi temporelle d'évolution du paramètre critique τ), qui permet d'accéder à la bonne formulation fréquentielle de P_{exc} . On justifie ainsi qualitativement la forme de la fonction $P_{\text{exc}}(f)$:

$$(1.4a) \quad P_{\text{exc}} = K_2 f^{3/2} \quad \text{ou} \quad (1.4b) \quad P_{\text{exc}} = K_3 f [\sqrt{1 + 2 K_4 f} - 1]$$

qui sont les fonctions les mieux adaptées (cf figure 1.7) aux tôles magnétiques pour l'électrotechnique (K_2, K_3, K_4 sont déterminés expérimentalement par ailleurs). Ainsi le choix de la formulation adéquate de $P_{\text{exc}}(f)$ à partir des fonctions $M(\Delta r, \Delta t)$ et τ , permet au modèle de suivre fidèlement l'expérience puisque les paramètres K_2, K_3, K_4 sont déterminés expérimentalement entre 0 et 100 Hz !

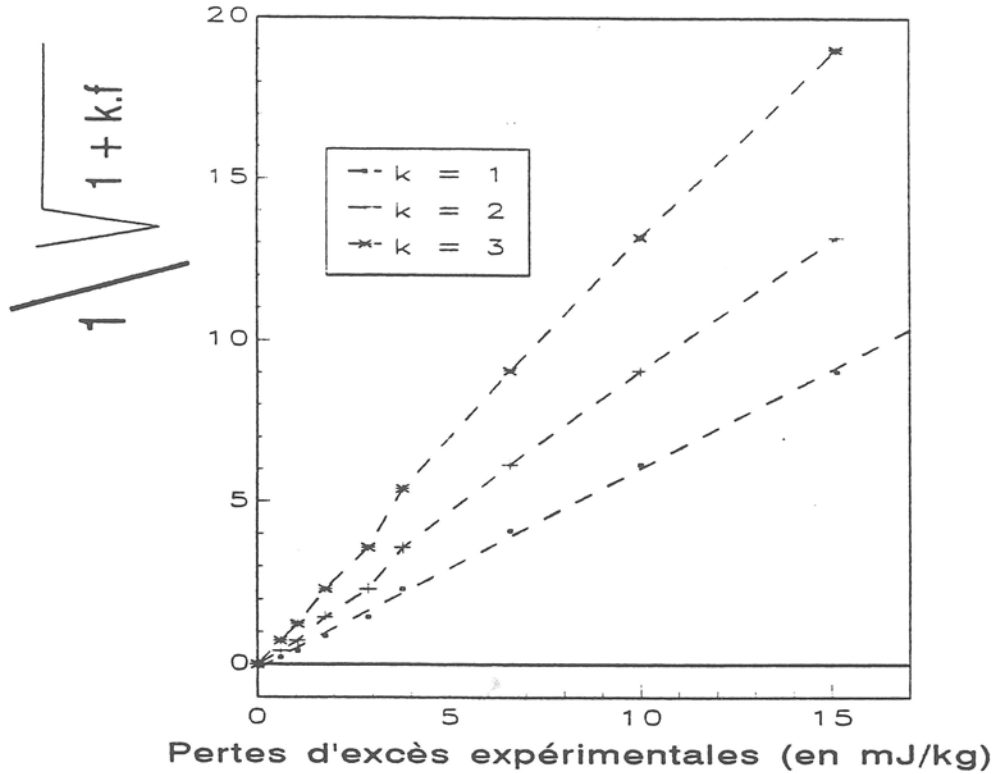


Fig.1.7 : Pertes d'excès par cycle expérimentales (en mJ/kg)

Ajoutons encore que les pertes d'excès sont définies par rapport à la somme des pertes par hystérésis et des pertes "classiques" proportionnelles à f^2 , alors que les pertes "classiques" exactes P_{cl}^{ex} sont données en excitation unidirectionnelle sinusoïdale par :

$$P_{cl}^{ex} = \frac{1}{\rho \sigma} \left(\frac{B_{max}}{\mu e} \right)^2 \cdot \frac{e}{\delta} \cdot \left[\frac{\text{sh}(e/\delta) - \sin(e/\delta)}{\text{ch}(e/\delta) + \cos(e/\delta)} \right] \text{ avec } \delta = \frac{1}{\sqrt{\pi \mu \sigma f}} \quad (1.6)$$

Ainsi lorsque la fréquence augmente, les pertes "classiques" s'éloignent continuellement du comportement en f^2 pour atteindre même un évolution en $f^{1/2}$ lorsque $e/\delta \gg 1$. Une évaluation fréquentielle plus générale des pertes d'excès devrait donc être faite en retranchant les pertes d'hystérésis et les pertes classiques aux pertes totales: en ce cas on voit bien que $\frac{P_{exc}(f)}{f}$ ne peut plus être mis simplement sous la forme approchée en \sqrt{f} . Il manque en effet la description du phénomène de diffusion magnétique dans la modèle de Bertotti.

Modèle empirique

Il me paraît intéressant de terminer cette brève revue des modèles dynamiques par les travaux expérimentaux de Kedous, Lebouc et Brissonneau (1985) [1.25] qui mettent clairement en évidence certains comportements macroscopiques dynamiques et montrent à mon sens la voie à suivre pour élaborer des modèles "macros" dynamiques. Il s'agissait de soumettre divers types de tôles magnétiques (FeCo, FeNi, FeSi-G.O.) à une induction trapézoïdale symétrique périodique (f) caractérisée par l'induction du palier (B_{max}) et le temps de montée (τ) à $\frac{dB}{dt}$

constant ($\frac{dB}{dt} = \frac{2 B_{\max}}{\tau}$). Le résultat principal est que les pertes par cycle mesurées sont indépendantes de f mais totalement liées à τ pour une induction B_{\max} constante, P. Brissonneau relie ce comportement au modèle de Kittel qui propose que $\frac{dB}{dt}$ soit proportionnel à $(H - H_c)$ où H champ d'équilibre local suivant la direction x et H_c champ de dureté de la paroi. L'équation de diffusion magnétique n'est à mon avis pas prise en compte de façon satisfaisante dans l'analyse des résultats. Le modèle de Kittel décrit en effet la dissipation locale d'une paroi isolée sous l'effet d'un champ H lequel est lui-même régi par l'équation locale de Maxwell suivant une direction x :

$$\frac{\partial^2 H_x(z, t)}{\partial z^2} = \sigma \frac{\partial B_x(z, t)}{\partial t}$$

(1.7)

Lorsque expérimentalement le champ est asservi pour obtenir un palier $B(t)$ (soit $d\langle B \rangle / dt = 0$), on estime souvent grossièrement que le matériau ne dissipe plus d'énergie; ce n'est en fait pas rigoureusement vrai puisque l'on peut facilement imaginer dans une phase d'inversion du flux unidirectionnel que certaines zones de la section du matériau dissipent tandis que macroscopiquement la condition de palier $B(t)$ est assurée. Seule donc la condition locale $\frac{\partial B_x(z, t)}{\partial t} = 0 \quad (\forall z)$ assurera l'extinction totale des sources de courants induits. En particulier les phases transitoires où on passe de $\frac{d\bar{B}}{dt} = 0$ à $\frac{d\bar{B}}{dt} \neq 0$ et les plages d'aimantation fortement non linéaires provoqueront des pertes non prises en compte par la condition macroscopique $d\langle B \rangle / dt = 0$. L'examen détaillé du cycle d'hystérésis présenté me semble bien illustrer ce point, différant en cela d'une simple validation du modèle de Kittel.

Sachant que la branche du cycle est d'autant plus large et brillante que le spot lumineux est resté longtemps à cet endroit, on comprend alors que les points A et B du cycle soient presque confondus temporellement et représentent le brusque passage de $\frac{d\bar{B}}{dt} = 0$ à $\frac{d\bar{B}}{dt} \neq 0$;

cette transition rapide imposée provoque (du fait de l'asservissement) la création d'un Dirac de champ en surface, partant d'une condition initiale de diffusion homogène et constante: $H(z, t=0) = \text{cte}$. Une fois ce transitoire amorcé, l'équilibre magnétique dans la section suit un régime de diffusion magnétique impulsé par le Dirac et entretenu par l'asservissement du banc d'essai. En effet celui-ci diminue dans un premier temps (points B à C) le champ pour compenser le plein épanouissement du régime de diffusion dans toute l'épaisseur du matériau. Cet aspect quasi vertical de la branche du cycle d'hystérésis ne s'interprète donc que par les conditions expérimentales imposées à $B(t)$ et est en outre amplifié par l'utilisation d'une tôle à grains orientés. La phase suivante (points C à D) résulte de la forte non linéarité du matériau qui doit

compenser la baisse sensible et continue de $\frac{\partial B}{\partial H}$ par un accroissement dans le

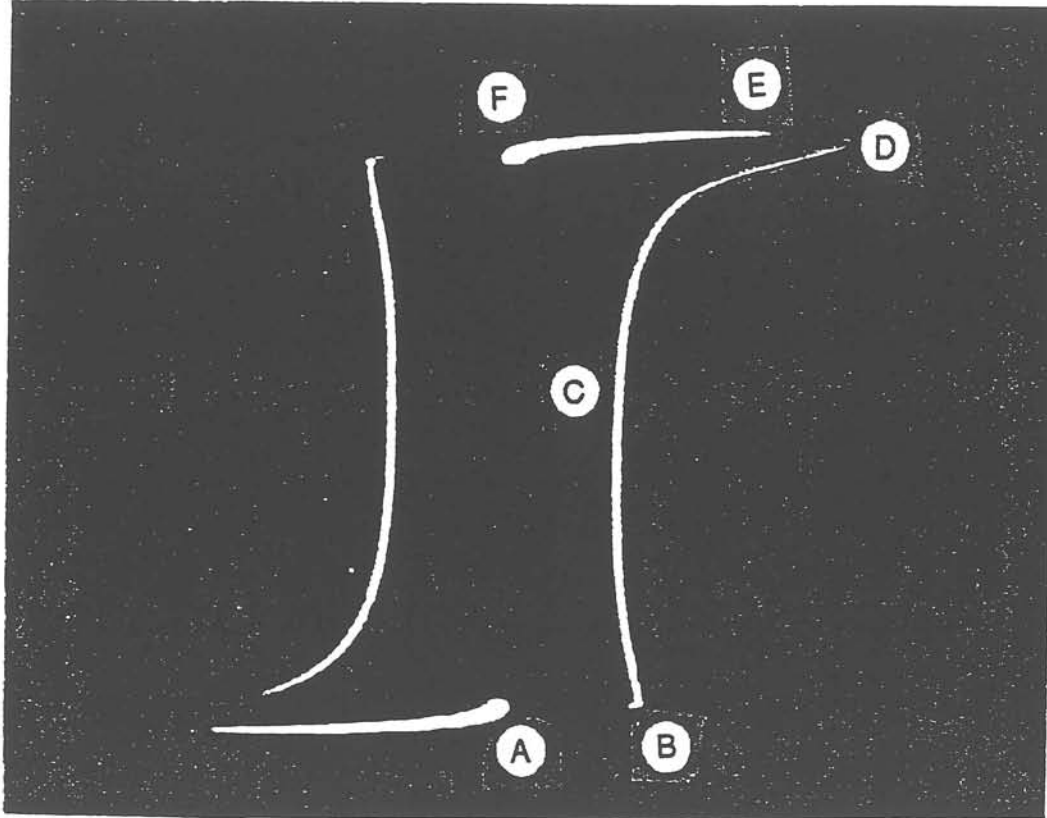


Fig.1.8 : Cycle d'hystérésis $B(H)$ à 400 Hz pour une induction crête de 1.6 T et une induction variant trapézoïdalement avec le temps (durée demi-cyclique de variation de B : 0,25 ms) dans le cas d'un acier Fe3% Si ép. 0,1 mm (d'après [1.25])

même ordre de $\frac{\partial H}{\partial t}$ afin de maintenir la condition $\frac{\partial B}{\partial t} = \text{cte}$. Au point D, B_{max} est atteint ($t = \tau$) et on s'astreint à maintenir cette fois $\frac{\partial B}{\partial t} = 0$. Du fait du régime de diffusion (amplifié dans la phase précédente par la non-linéarité) le champ d'équilibre H tend à très rapidement s'homogénéiser dans la section ($H = H_{\text{surface}}$) ce qui a pour principal effet d'augmenter l'induction au delà de la consigne. Pour empêcher cela, le banc d'essai réagit tout aussi rapidement par une baisse violente du champ en surface (portion de cycle D à E) puis une baisse beaucoup plus lente (E à F) liée à l'imperfection de production du trapèze $\bar{B}(t)$. L'analyse de cette étude fait émerger plusieurs conclusions très importantes vis à vis de la conception de modèles macroscopiques :

La considération des mécanismes d'aimantation, sources notamment de courants induits, ne doit pas s'attacher qu'à une description fréquentielle du comportement : on a vu

ici que la plage de temps τ et la variation d'aimantation ΔB_{\max} influencent sensiblement le comportement et pas seulement la fréquence du fondamental.

Il me semble donc de très loin préférable de garder une méthodologie de découpage temporel du cycle d'hystérésis (ou de façon plus générale de l'évolution B-H-t) au travers de conditions initiales et aux limites ($H_S - t$, $\bar{B} - t$) adaptées, tel que le suggère les travaux de P. Brissonneau.

La force motrice de l'aimantation est le champ magnétique : il paraît donc naturel à partir de la connaissance du champ imposé en surface d'essayer de connaître la grandeur B qui en résulte. J'ai donc choisi de développer la conception de modèles B(H). Je pense par ailleurs que, outre les arguments déjà avancés à propos du modèle de Bertotti, l'intérêt des modèles de pertes est limité vis à vis de la modélisation électromagnétique. Les pertes sont une grandeur intégrée de l'aimantation, et par conséquent enlèvent une grande partie de l'information contenue dans un modèle B - H. De tels modèles *a posteriori* ne peuvent que donner un ordre de grandeur des échauffements localisés des tôles dans les machines, c'est à dire sur la base de la distribution de H (ou de B) calculés sans prendre en compte les phénomènes dissipatifs qui affectent ces distributions et leurs amplitudes.

1.3/ De la métallurgie à la modélisation : voies de recherche empruntées

Durant les 8 années passées au Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, je me suis attaché à développer 2 thèmes de recherche, d'ailleurs assez interactifs, qui sont :

- Thème 1 : faire progresser les tôles magnétiques nécessitant en fonctionnement, plusieurs directions successives du flux
- Thème 2 : permettre de mieux prendre en compte le comportement magnétique des aciers électriques en modélisation électromagnétique et en particulier pouvoir évaluer ce qu'apporte l'introduction de nouveaux matériaux dans les dispositifs électrotechniques.

Ces 2 thèmes visent à constituer finalement un "macro-outil" d'évaluation et d'intégration des tôles magnétiques en électrotechnique ; pour mettre en œuvre cet ensemble, il fallait :

- faire une recherche prospective sur l'évolution des matériaux magnétiques et des modèles de comportement pour pouvoir préciser les voies de recherches que nous empruntons (cf chapitre 1),
- construire l'environnement favorable à cette recherche et développer si besoin des outils appropriés (chapitre 3),

- faire avancer les recherches dans le cadre ainsi défini (chapitres 2 et 4).

On peut schématiser comme ci-dessous la structure de nos recherches:

THEME 1 : Faire progresser les tôles magnétiques au L.E.G.

Nous avons essayé de retracer rapidement dans la première partie de ce chapitre les grandes étapes des tôles magnétiques. Il s'en dégage que l'on approche très sensiblement des limites réalistes de performances magnétiques, dans le cas des tôles à grains orientés : dans tous les cas, seule une collaboration étroite avec un producteur peut permettre d'envisager des résultats. Par ailleurs, les tôles pour moteur sont encore très éloignées de leur idéal de texture et une marge de progrès considérable des performances magnétiques, très essentiellement liée à la maîtrise de la texture, subsiste encore dans ce domaine. Suite à la longue tradition de métallurgie appliquée aux tôles magnétiques développée par P. Brissonneau, dans le cadre de ma thèse, puis du groupement de recherche "Tôles magnétiques" et enfin du L.E.G., j'ai choisi de développer la recherche et l'optimisation de procédés métallurgiques permettant d'aboutir à des textures finales de type $\{100\}$ et en particulier $\{100\}<001>$ (texture dite "cubique"). Le but n'est évidemment pas d'accéder aux mécanismes qui règlent les processus de filiation de texture au cours d'un procédé : ce n'est ni la vocation ni même imaginable pour un laboratoire d'électrotechnique. Il s'agit bien plutôt de relier les évolutions de performances des matériaux aux paramètres pertinents du procédé, afin de cerner les types de mécanismes responsables et d'optimiser la méthode. Le but de ces études métallurgiques est double :

- maîtriser les procédés d'obtention de texture $\{100\}$ et si possible innover dans de nouveaux procédés, aptes à être transposés ultérieurement industriellement,
- produire des matériaux à texture $\{100\}$, pour qu'ils puissent être caractérisés et modélisés dans les logiciels de simulation électromagnétique.

Le chapitre II rassemble les principaux résultats de mes recherches en métallurgie appliquée, depuis 1988.

En outre, pour que ces recherches se développent dans de bonnes conditions, il a fallu :

- monter un projet interlaboratoire d'acquisition d'un goniomètre de texture à RX, avec le LMGP, le LTPCM, le GPM2, le CMTC, l'INPG et la région (1992),
- ouvrir le LEG à la formation doctorale Science et Génie des Matériaux (SGM), pour permettre l'accueil de DEA et thèse dans cette discipline (1991),
- collaborer avec un laboratoire de métallurgie, spécialisé dans les textures : R. Penelle (L.M.S.),
- développer notre expérience dans la caractérisation physique des tôles magnétiques :

- dans le cas du revêtement des tôles et de leur rôle lors du fonctionnement d'une machine, une formation en microscopie électronique à balayage (M.E.B.) a été nécessaire,
- un certain nombre de cas de texture et de nombreuses informations microstructurales locales échappent aux diffractomètres à RX. Il m'a paru important de développer dans ce sens, un nouvel outil de caractérisation des orientations cristallographiques utilisant les "figures de corrosion", le M.E.B. et les techniques de reconnaissance de forme. Pour cela une collaboration avec le C.M.T.C. (Consortium des Moyens Technologiques Communs de l'INPG) et le L.T.I.R.F. (Lab. de Traitement d'Image et de Reconnaissance de Forme) a été engagée depuis 2 ans.
- développer un dispositif de caractérisation de la loi B-H, adapté aux matériaux produits au LEG. Nous avons rassemblé les recherches liées à la caractérisation des tôles magnétiques (revêtement caractérisation B-H et texture) dans le chapitre III.

THEME 2 : Faire progresser la description du comportement magnétique des tôles

La revue de différentes approches de conception des modèles de comportement magnétique (cf § 1-2) m'a permis de tirer les conclusions suivantes:

Les pertes magnétiques ne contiennent qu'une petite partie de l'information liée à l'aimantation d'un matériau, et leur introduction ne peut être faite qu'a posteriori dans la modélisation électromagnétique d'un dispositif électrotechnique, ce qui permet seulement d'accéder à l'ordre de grandeur des échauffements.

Le modèle de pertes le plus abouti justifie la décomposition traditionnelle mais arbitraire des pertes sur la base du choix de certaines lois d'évolution temporelles. De plus, certaines hypothèses du modèle semblent incompatibles avec une extension fréquentielle et/ou anisotrope de celui-ci.

Des études expérimentales montrent que la fréquence du fondamental de $H(t)$ ou $B(t)$ ne suffit pas à définir précisément le comportement magnétique: c'est la spécificité temporelle par période de ces grandeurs $H(t)$ ou $B(t)$ (trapèzes par exemple) qui détermine le comportement magnétique du matériau. Une telle description des processus d'aimantation me paraît garantir une certaine transparence avec les mécanismes élémentaires, et me semble la seule voie d'avenir pour la construction de modèles dynamiques B-H devant assurer le lien entre les processus d'aimantation à une échelle microscopique (hystérésis, anisotropie) et les phénomènes à longue distance (courants induits macroscopiques) totalement liés aux premiers.

Il s'ensuit également que la compréhension de l'interdépendance des mécanismes mésoscopiques et macroscopiques passe naturellement par la considération d'une source de champ $H(t)$. Seule donc l'élaboration sur des bases physiques de modèles $B(H,t)$ me paraît concevable.

Dans ce sens, l'anisotropie macroscopique et anhystérétique des tôles magnétiques devra être décrite en reliant les paramètres de modèle aux principales sources d'anisotropie (forme, texture). Il faut évidemment aller vers la conception de modèles anisotropes, aptes à évoluer vers la prise en compte des phénomènes dissipatifs

A propos des travaux de recherche exposés : Rendons à César ...

Ce mémoire reflète non seulement mes travaux de recherche personnels, mais aussi ceux des stagiaires (DEA ou thèse) que j'ai encadré ou coencadré depuis 1991 sous la responsabilité scientifique de B. Cornut, à savoir M. Mekhiche, J-M. Bouché, J-M. Couty, M-C. Marion-Péra, C. Talowski, A. Merazga, T. Péra, P. Bonnard, F. Ndoudi-Likoho, J-P. Goglio et L-L. Rouve. Bien qu'il y ait une certaine interaction, j'ai divisé par souci de clarté l'exposé de mes recherches en 3 parties thématiques : métallurgie, caractérisation et modèles de comportement. J'ai voulu ne garder que les faits marquants et les grandes lignes de ces recherches, afin d'obtenir un mémoire synthétique ; la plupart des précisions, détails, calculs, digressions... peut être trouvée dans les références répertoriées en annexe.

La synthèse des travaux que j'ai menés ou dirigés à propos de la conception de modèles de comportement constitue le chapitre IV. Une notable partie de ces recherches a été traitée en collaboration avec l'équipe Modélisation du LEG en les personnes de G. Meunier, F. Ossart et Y. Maréchal, en ce qui concerne l'implantation des modèles dans les logiciels à éléments finis.

Beaucoup de ces travaux de recherche n'auraient pu être possible sans l'aide des équipes techniques du L.E.G. et en particulier C. Brun, D. Tomasik, D. Ogier, B. Mallet, J.C. Perrier, que je remercie pour leurs compétences et leur dévouement à la recherche, dans une ambiance très sympathique. Je ne saurais oublier J. Delaye, J. Verna et S. Pelletier que je remercie vivement pour avoir toujours su associer à leur agréable présence le souci de me délivrer de certaines contingences administratives et de certains travaux dactylographiques dont celui-ci n'est pas le moindre. Je tiens à remercier tout particulièrement C. Chillet, C. Schaeffer, J. Delamare, J. Roudet, C. Cester, S. Bacha, N. HadjSaid, G. Meunier et Y. Maréchal pour les nombreux discussions parfois passionnées, toujours amicales, qui ont contribué à faire de ces années passées au L.E.G. des moments de détente dans une certaine communion de pensée. Je ferai une place à part pour Afef Lebouc, Chargée de Recherche CNRS dans l'équipe matériaux magnétiques doux, qui a su porter très haut la caractérisation magnétique de ces matériaux fantasques et bizarres : je la remercie beaucoup pour sa gentillesse, sa compétence et son aide fréquente.

Ces travaux ont été effectués au sein du L.E.G. et je remercie toutes les personnes du laboratoire qui font globalement de celui-ci un endroit où il est agréable de travailler et de vivre. Je tiens à remercier tout spécialement la direction du L.E.G., en les personnes de J-C.

Sabonnadière et R. Perret, qui m'ont toujours soutenu notamment en rendant possible de gros investissements en équipements métallurgiques.

Que soit par dessus tous remercié Pierre Brissonneau, pour m'avoir formé et guidé dans mes débuts et pour être toujours resté disponible lorsqu'il est besoin de trouver quelqu'un d'innébranlable en électromagnétisme.

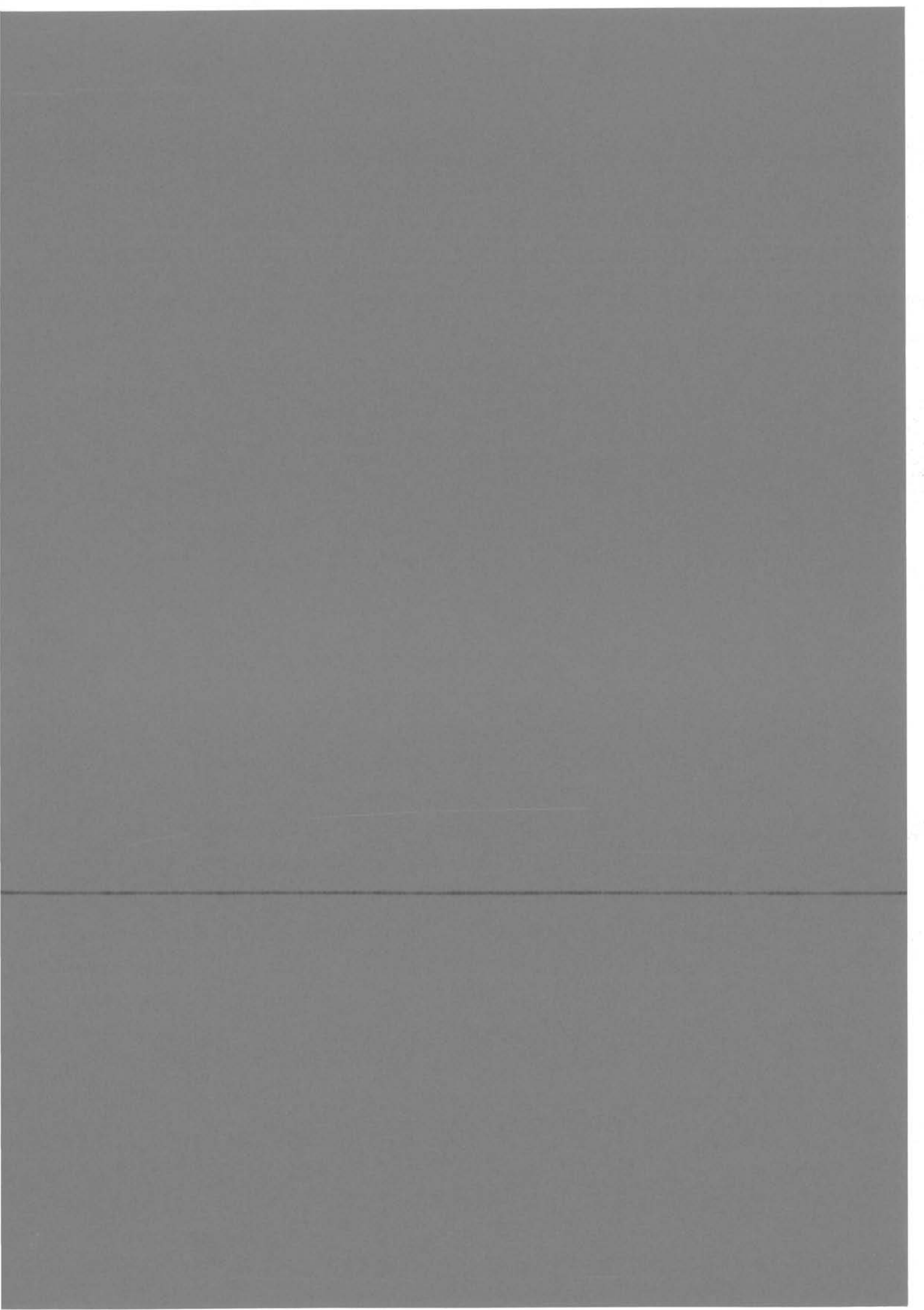
Je ne peux évidemment oublier Bruno Cornut, ami, associé dans mes recherches et grand débateur d'idées de tout ordre, et responsable scientifique de mon activité, que je remercie pour son soutien sans faille, la grande confiance qu'il m'a accordée et les nombreuses discussions passionnées que nous avons eues.

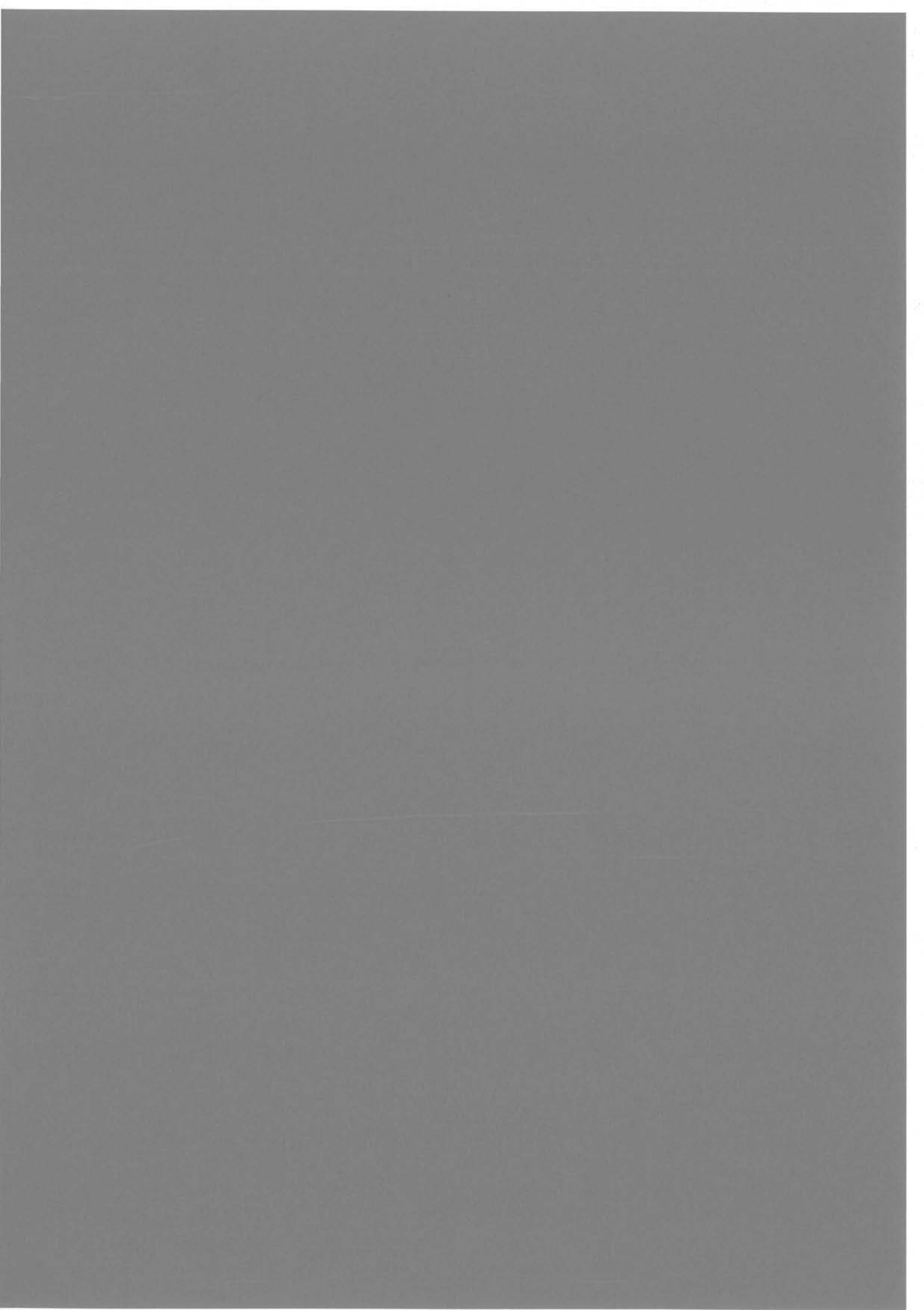
Que soient enfin remerciés ceux qui ont accepté de juger ce travail de synthèse, tels que M. Desbordes et M. Bavay, ceux qui ont même rapporté sur ce rapport tels M. Degauque, M. Kant et M. Foggia, et enfin celui qui a accepté de présider le jury M. Sabonnadière.

Références - Chapitre I

- [1.1] Documentation technique N.S.C.
- [1.2] R.H. Pry, C.P. Bean , "*Calculation of the Energy Loss in Magnetic Sheet Materials using a Domain Model*", **J. of Appl. Phys.**, vol.29, n°3, (1958), p 532.
- [1.3] G. Bertotti, "*Some considerations on the Physical Interpretation of Eddy Current Losses in Ferromagnetic Materials*", **J.M.M.M.**, 54-57, (1986), p 1556 .
- [1.4] S. Arai, **Communication N.S.C.**
- [1.5] Neidhoffer and Schwenger, "*The application and significance of magnetic materials in large generator construction*", **J.M.M.M.**, 9, (1978),p 112.
- [1.6] A. Boglietti et al., "*Analysis of the magnetic material quality ; influence of the induction motors energetic performances*", **ICEM 86**, proceedings part 1, (1986).
- [1.7] Bloch, **Z.F. Physik**, (1932), 74, p 295.
- [1.8] L. Néel, "*Les lois de l'aimantation et de la subdivision en domaines ...*", **J. Phys. Rad.**, 5,(1944), p 241.
- [1.9] W. Heisenberg, **Z.F. Physik**, 69, (1931), p 287.
- [1.10] R.M. Bozorth, "*The theory of ferromagnetic anisotropy of single crystals*", **Phys. Review**, 42, (1932), p 882.
- [1.11] G.M. Fasching, H. Hofmann, "*Les vecteurs \vec{B} et \vec{H} dans les champs faibles dans des tôles anisotropes*", **Zeits. für ang. Physik**, 17, 3, (1964), p 245.
- [1.12] L. Néel, "*Relation entre la constante d'anisotropie et la loi d'approche à saturation des ferromagnétiques*", **J. Phys. Rad.**, 9, (1948), p 184.
- [1.13] F. Preisach, **Z. Physik**, 94, (1935), p 277.
- [1.14] L. Néel, "*Théorie des lois d'aimantation de Lord Rayleigh*", **Cah. Phys.**, 12, (1942), pp 1-20.
- [1.15] J-L. Porteseil, R. Vergne, "*Quelques aspects nouveaux d'un vieux problème : l'aimantation d'un polycristal*", **J. de Phys.**, 40, (1979), p 871.
- [1.16] D.C. Jiles, D.L. Atherton, "*Theory of Ferromagnetic Hysteresis*", **J. Appl. Phys.**, 55 (6), 1984, pp 2115-2120 and **J.M.M.M.**, vol.61, 1986, pp 48-60.
- [1.17] S. Ayano, M. Namiki, Y. Saito, "*A magnetization model for computational magnetodynamics*", **J. Appl. Phys.**, 69 (8), 1991, p 4614.
- [1.18] M.L. Hodgdon, "*Applications of the Theory of Ferromagnetic Hysteresis*", **IEEE Trans. Mag.**, 24 (1), 1988, p 218, and "*Mathematical Theory and Calculations of Magnetic Hysteresis Curves*", **IEEE Trans. Mag.**, 24 (6), 1988, p 3120.
- [1.19] H.J. Williams, W. Shockley, C. Kittel, "*Studies of the Propagation Velocity of a Ferromagnetic Domain Boundary*", **Phys. Rev.**, 80 (6), 1950, p 1090.

- [1.20] J.E.L. Bishop, "*Simulation of Skew Domain Wall Bowing in SiFe Laminations with Asymmetric Roll Orientation*", **IEEE Trans. Mag.**, vol.18 (4), 1982, p 970.
- [1.21] G. Bertotti, "*A genral statistic approach to the problem of eddy current losses*", **J.M.M.M.**, 41, (1984, p 253.
- [1.22] G. Bertotti, "*Space time correlation properties of the magnetization process and eddy current losses*", **J. Appl. Phys.**, 55 (12), 1984, p 4339.
- [1.23] G. Bertotti, "*Physical interpretation of eddy current losses in ferromagnetic materials*", **J. Appl. Phys.**, 57 (6), 1985, pp 2110-2126.
- [1.24] G. Bertotti, "*Some considerations on the physical interpretation of eddy current losses in ferromagnetic materials*", **J.M.M.M.**, 54-57, (1986), p 1556.
- [1.25] A. Kedous, D. Lebouc, P. Brissonneau, "*Etude des pertes dans des tôles magnétiques soumises à des variations d'induction $B(t)$ de forme trapézoïdale*", **Rev. Phys. Appl.**, 21 (1986), pp 269-275.





Chapitre 2

A LA POURSUITE DE LA TEXTURE CUBIQUE

Nous avons souligné au chapitre I, qu'en matière d'amélioration sensible des performances magnétiques des tôles pour l'électrotechnique, la maîtrise de la texture des tôles dites non orientées (N.O.) vers des textures finales de type {100} et en particulier {100} <001> ("texture cubique") était un enjeu considérable, à la fois pour le génie électrique et pour les producteurs d'acier. Cela explique que depuis les années 40, de très nombreux chercheurs aient essayé différentes méthodes d'obtention de cette texture.

2.1/ Les types de caractérisation utilisés

Pour la compréhension de ce qui suit, il est utile de se familiariser avec les modes d'évaluation de la texture des tôles :

- **Les méthodes directes statistiques** utilisant la diffraction de RX ou neutrons (en réflexion et/ou transmission) : le principe est simple puisque l'on fait décrire à l'échantillon toutes les positions de l'espace dans une condition de diffraction de Bragg bien déterminée. Pour chaque type de plan diffractant (le "pôle") on obtient ainsi une projection spatiale des différentes orientations cristallographiques présentes dans l'échantillon (figure de pôle) et l'intensité de photons ("coups") reçue à chaque position de l'échantillon est directement liée au volume de cristaux diffractant dans cette orientation. Avec les RX, les échantillons doivent en principe contenir des cristallites n'excédant pas la dizaine de microns en taille, pour que la caractérisation reste statistique. Par les neutrons, on est beaucoup moins limité (volume échantillon de l'ordre du cm^3) mais l'équipement est beaucoup plus lourd et rare ce qui le rend très peu accessible et inadapté à des recherches de métallurgie appliquée. A partir des figures de pôles obtenues, on peut recalculer la fonction de distribution des orientations cristallographiques (FDOC). Durée de caractérisation ; quelques heures par échantillon.

- **Les méthodes directes locales** représentent pour le métallurgiste le complément indispensable aux précédentes puisqu'elles permettent d'accéder à l'information locale (corrélation entre orientation et microstructure : topologie, taille, localisation ...). La méthode la plus développée actuellement et équipant la plupart des grands laboratoires de métallurgie est l'EBSD (Electron Back Scattered Diffraction) basée sur l'indexation des lignes de Kikuchi en diffraction électronique. N'ayant pas les moyens de disposer de tels équipements à Grenoble,

nous verrons au Chapitre III que nous développons une méthode concurrente. Durée de caractérisation : quelques heures à 1 jour par échantillon.

- **Les méthodes indirectes** que nous utilisons, sont magnétiques et de première importance dans nos travaux puisqu'elles peuvent donner très rapidement (10' environ) une idée de la texture obtenue, ce qui est souvent suffisant dans une méthodologie d'optimisation de procédé. Les mesures d'aimantation unidirectionnelles (suivant la direction de laminage) constituent un premier type de mesure indirecte, qui s'avère d'autant plus pertinent que la texture caractérisée est monocomposante et très resserrée. Dans la mesure où nous désirons obtenir des tôles magnétiques doublement orientées $\{110\}\langle 001\rangle$, un dispositif de caractérisation B-H bidimensionnel serait beaucoup mieux adapté et nous verrons au Chapitre III que des études en ce sens ont été lancées. La mesure indirecte que nous utilisons le plus largement est en réalité "la balance d'anisotropie" qui mesure le couple à appliquer à un échantillon pour compenser celui créé par un champ intense et uniforme dans lequel baigne l'échantillon. Ce couple dépend uniquement de la position de la direction de facile aimantation par rapport au champ et le balayage de toutes les positions du champ (par rapport à une position prédéfinie : direction de laminage par exemple) permet d'accéder à la courbe couple- θ qui n'est autre que la dérivée par rapport à θ de l'énergie magnétocristalline globale de l'échantillon $E(\theta)$. Par comparaison aux courbes de couple des monocristaux (voir figure 2.1), on se fait une idée du type de composante dominante de texture et de son intensité. Il faut savoir que ces courbes idéales présentent généralement 8 pics (positifs ou négatifs) lorsque le champ appliqué décrit un tour complet (θ de 0 à 360°) ; pour des raisons de symétrie, 2 valeurs différentes (au plus) de ces maxima que nous noterons $M1$ et $m2$ (respectivement grand et petit maximum) représentent bien la texture et on pose $\rho = \frac{m2}{M1}$ "rapport d'anisotropie". Dans le cas d'un alliage Fe2%Al2%Si ($K_1 \approx 35 \text{ kJ/m}^3$), le monocristal (100)[001] correspondant donc à l'orientation idéale de la texture "cubique" sera équivalent à $M1=m2=17 \text{ kJ/m}^3$ tandis que le monocristal (110)[001] (lié à la texture de GOSS) est caractérisé par $M1=22 \text{ kJ/m}^3$ et $m2=7 \text{ kJ/m}^3$; si l'échantillon est "isotrope" (distribution aléatoire des orientations) ou de texture $\{111\}$ précisément, il vient $M1=m2=0$. On voit par ce dernier exemple que l'on peut facilement se tromper, si on ne prend pas le soin de recouper ses conclusions par d'autres informations (figures de corrosion, de pôles ou mesures magnétiques). De façon générale plus les amplitudes des maxima $M1$ et $m2$ sont élevées, plus l'information est pertinente et aisée à interpréter. Ces mesures d'anisotropie sont faites sur des pastilles de 14 mm de diamètre ; lorsque la taille de grain est de cet ordre de grandeur, la pastille ne délivre plus une information statistique de la tôle et il faut alors prélever un nombre "statistique" de pastilles de façon à ce que l'histogramme de maximum d'anisotropie ($M1, m2$) soit une bonne image de la texture.

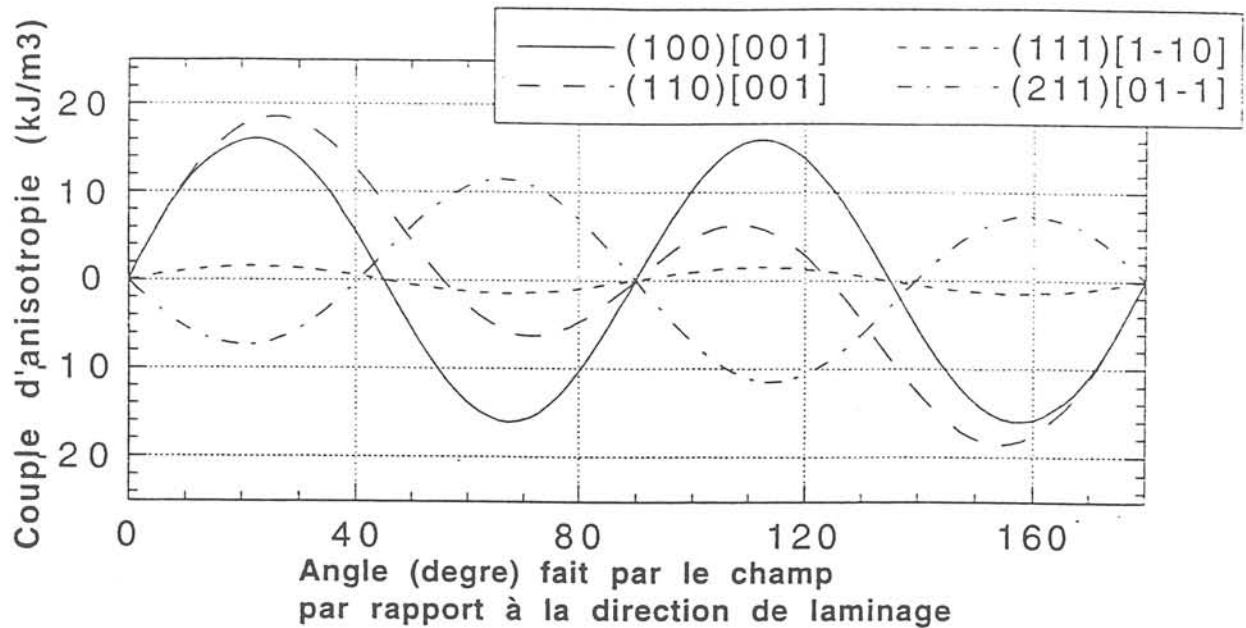


Fig.2.1 : Courbes de couple d'anisotropie pour quelques orientations simples

2.2/ Généralités sur les alliages FeSiAl électriques

Les alliages FeSi à plus de 2%Si restent monophasés (structure α cubique centrée) jusqu'à très haute température. Cette caractéristique leur permet de ne pas perdre une texture préalablement existante (effet de mémoire au cours du procédé) par transformation de phase au cours d'un recuit à haute température. De plus le Si est relativement stable chimiquement dans le fer, augmente sensiblement la résistivité électrique et conserve une tôle ductile jusqu'à environ 3.2-3.4%Si : pour toutes ces raisons, les tôles FeSi avec 2%<%Si<3.2% représentent les plus gros tonnages de matériaux doux électrotechniques, que ce soit dans des qualités texturées (tôles G.O.) ou peu texturées (tôles N.O.). L'adjonction de 2-3%Si baisse sensiblement les pertes par courants induits (par le biais de la résistivité électrique) mais malheureusement baisse aussi l'aimantation à saturation de l'alliage (tableau 2.1), environ 2T pour 3%Si :

Matériau	Pertes 50 Hz, L+T à (en W/kg)		Aimantation (T) en L+T à		
	1 T	1.5 T	800 A/m	2500 A/m	5000 A/m
Fer3%Si-N.O. ép. 0,50 mm	1,10	2,70	1,49	1,60	1,71
Fer pur-N.O. ép. 0,50 mm	3,60	8,00	1,58	1,68	1,78

Tab.2.1 : Performances magnétiques d'aciers électriques N.O.

Cependant, nous l'avons vu au Chapitre 1, la baisse d'induction de travail liée à celle de l'aimantation à saturation peut être très largement compensée si la texture est bien contrôlée, comme l'illustrent parfaitement les tôles Fe3%Si à Grains Orientés. C'est le but essentiel de nos recherches métallurgiques que de trouver des conditions du procédé qui contrôlent mieux la texture finale.

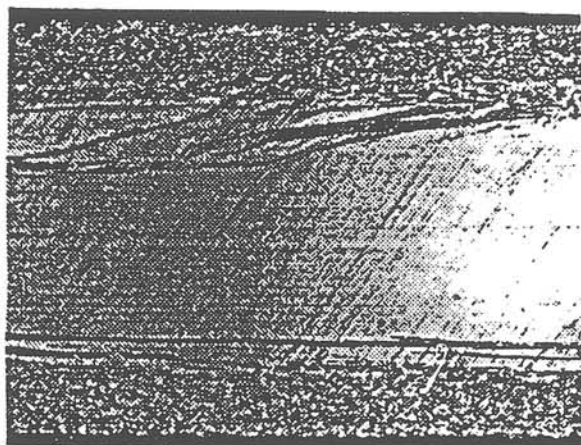
Il est connu depuis longtemps que la texture de laminage à froid des aciers bas C comme des aciers FeSi, peut être représentée grossièrement par un mélange des composantes désorientées $\{112\} \langle 110 \rangle$ et $\{100\} \langle 001 \rangle$. L'intensité relative de ces 2 composantes varie avec le taux d'écroissage. Dans le cas d'un matériau de départ peu texturé, on obtient après recuit de cette texture, une texture de recristallisation primaire peu à très peu marquée, et par conséquent il ne semble pas possible d'obtenir de texture intéressante à partir du laminage à froid conventionnel + recuit d'un alliage FeSi, initialement pas ou peu texturé. Si on se ramène au procédé industriel des tôles N.O., l'état "initial" avant laminage à froid est constitué par la bande laminée à chaud (+ recuit éventuel). Le métal industriel final est alors en tout point semblable à ce qu'on obtient après laminage à chaud à 1 m/s sur installation-pilote (fig.2.2) : une large fraction recristallisée dynamiquement sous la surface et un coeur de bande texturé sensiblement $\{100\} \langle 011 \rangle$, avec une forte désorientation autour de $\langle 011 \rangle$. Cette texture partielle de laminage à chaud ne semble pas avoir d'influence marquée sur la texture finale (après laminage à froid + recuit) qui n'est toutefois pas complètement aléatoire : on obtient ainsi près de 1.5 T. à 800 A/m pour un Fe3%Si, alors qu'un polycristal parfaitement désorienté mènerait à moins de 1.4 T à 800 A/m.

La saturation se situant vers 2 T, on voit que la marge est encore grande par rapport aux performances magnétiques des tôles N.O. pour les champs habituels électrotechniques, tels que 800, 2500 ou 5000 A/m. Cela a motivé depuis longtemps de nombreux chercheurs, pour trouver des procédés et/ou des alliages autorisant une émergence d'une forte composante de texture $\{100\}$.

Principales voies connues :

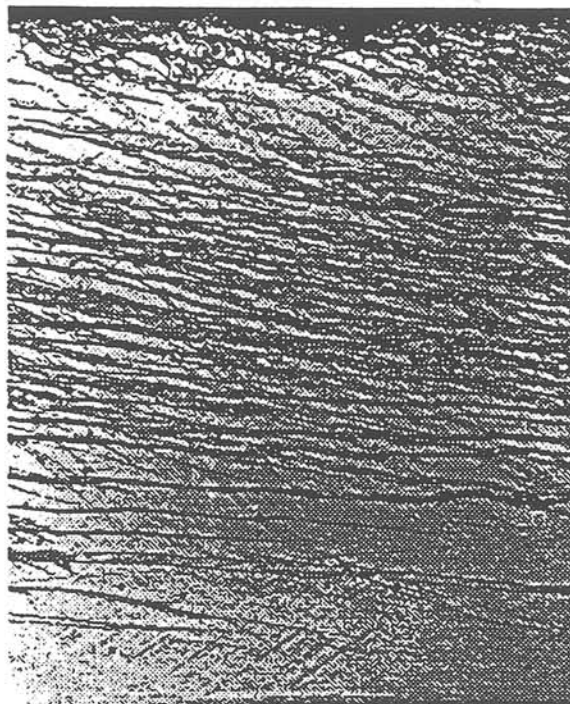
Addition d'aluminium : dès 1942, des textures cubiques imparfaites ($M_1=12 \text{ kJ/m}^3$) sont obtenues par recristallisation primaire sur un alliage Fe4%Al [2.1]. Ce résultat expérimental, plusieurs fois confirmé par d'autres chercheurs, n'a toutefois jamais été expliqué : comment Al intervient-il dans la sélection d'orientation, pour favoriser une texture finale $\{100\}$? Dans les années 60-70, les recherches de Creusot Loire sur le sujet font émerger l'alliage Fe2%Si2%Al en tant que meilleur compromis vis-à-vis de l'ensemble des propriétés d'usage du matériau (intensité de la composante de texture cubique, résistance mécanique, pertes magnétiques). C'est dans la voie de l'optimisation de ces alliages à base d'aluminium que fut lancé la thèse de J. Quenin (1986) [2.2] puis la mienne (1990) [2.3]. S'il est exact que l'on favorise d'autant

plus l'émergence d'une composante $\{100\}<001>$ que l'alliage contient d'aluminium, en revanche l'addition de cet élément pose énormément de problème à tous



x 25

vitesse de laminage 1m/s



vitesse de laminage 0.2m/s

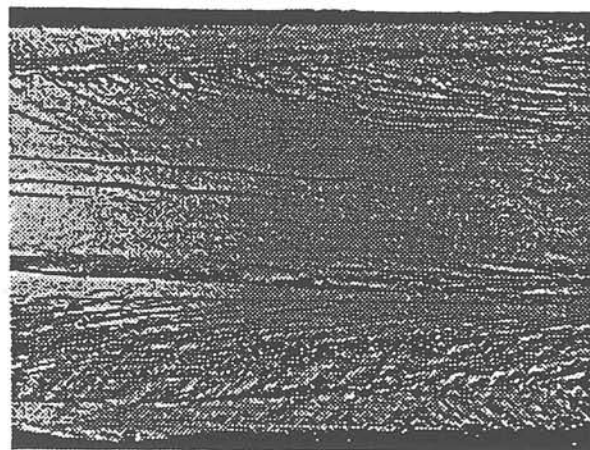
x 100

Laminage à chaud sur installation pilote : diamètre des rouleaux 150mm



x 25

vitesse de laminage 0.3m/s



x25, tranche perpendiculaire à DT

x 25

vitesse de laminage 0.1m/s

Laminage à chaud sur installation de laboratoire: diamètre des rouleaux 76mm

Fig.2.2 : Microstructures type de laminé à chaud (section perpendiculaire à la direction travers DT)

stades thermiques du procédé (en particulier à l'élaboration) du fait de sa forte affinité chimique en particulier pour l'oxygène et l'azote ; le souci d'obtention de très bonnes propriétés résiduelles sera encore plus grand avec de fortes teneurs en aluminium qu'avec les aciers électriques traditionnels.

Structure initiale basaltique : En 1957, General Electric présente un nouveau procédé d'obtention de texture cubique [2.4]-[2.5] à partir du laminage à froid et recuit (avec éventuellement un laminage à chaud préalable) de lingots à structures colonnaires, d'axes parallèles à la direction de laminage. Les 10 kJ/m^3 sont atteints après 3 cycles laminage / recuit. Quoi qu'il en soit, ce procédé n'est pas envisageable industriellement. On montre ainsi que l'emploi d'une texture basaltique $\{hk0\}\langle 001 \rangle$ associée à de simples laminages à froid unidirectionnels permet d'accéder à une texture de laminage favorable à la transformation en forte composante de texture "cubique" par recristallisation croissance normale.

Laminage croisé : En 1960, Armco propose [2.6] d'utiliser le laminage croisé (utilisation successive de 2 directions orthogonales de laminage à froid) pour accéder à une texture de laminage de type $\{132\}$ qui recristallise primairement en de nombreux grains orientés approximativement $\{100\}\langle 001 \rangle$. Cette méthode est actuellement la plus sûre pour obtenir de fortes composantes de texture $\{100\}\langle 001 \rangle$ à partir de n'importe quelle structure de lingot et pour des épaisseurs finales habituelles en électrotechnique (typiquement 0,2 à 0,5 mm). Beaucoup plus récemment, Nippon Steel Corp. probablement conscient de l'importance qu'il y a à maîtriser parfaitement un procédé (même a priori non industrialisable) d'obtention de la texture "cubique", a repris cette méthode en ajoutant des inhibiteurs AlN dans la matrice [2.7]-[2.8]. Ceux-ci agissent dans un recuit final supplémentaire à haute température, en permettant aux grains orientés $\{100\}$ de démarrer leur croissance avant les autres. L'optimisation du procédé permet d'obtenir une avance suffisante pour que cette croissance préférentielle devienne exagérée ; les chercheurs japonais contrôlent maintenant suffisamment bien les mécanismes pour présenter des tôles avec de très fortes composantes $\{100\}\langle 001 \rangle$.

Energie de surface : Kohler toujours, en 1960, propose une méthode de sélection d'orientation [2.9]-[2.10] par l'énergie de surface. Du fait de l'ampleur relative de ces forces motrices de surface par rapport aux forces motrices intergranulaires, la méthode ne peut s'appliquer qu'à des tôles n'excédant pas 0,15 mm d'épaisseur. De plus la régulation très pointue de ces traces de gaz dans de l'hydrogène n'a jamais encore permis pour des raisons technologiques la production industrielle de tôles "cubiques", de faible épaisseur. Cette méthode s'applique notamment très bien au double laminage à froid + recuit des tôles G.O. [2.11] : une texture $\{120\}\langle 001 \rangle$ désorientée autour de $\langle 001 \rangle$ est obtenue par recristallisation primaire et l'énergie de surface sélectionne lors d'un recuit final à haute température les cristaux les plus proches de

l'orientation idéale $\{100\}$. Il faut noter que l'orientation précise $\{100\} \langle 001 \rangle$ parmi les orientations $\{100\} \langle 0 \vee w \rangle$ ne peut être obtenue qu'en sélectionnant les germes dans les étapes précédant la recristallisation secondaire.

Coulée directe : Une dernière méthode a très récemment vue le jour, grâce à la mise au point du procédé dit de "coulée directe" où l'alliage en fusion est directement versé entre les rouleaux d'un "laminoir" en mouvement. On évite ainsi la coulée continue et le laminage à chaud, pour disposer directement de bandes de quelques millimètres d'épaisseur. Penelle et Paillard ont associé des inhibiteurs MnS à la structure de coulée partiellement colonnaire, et ont pu développer une forte composante $\{100\} \langle 001 \rangle$ finale par recristallisation secondaire. Si le procédé de "coulée directe" est industrialisé et si les problèmes d'hétérogénéité de structure sont résolus, ce serait le premier procédé industriel de production de tôles doublement orientées.

Du fait des problèmes spécifiques à chaque procédé ou alliage, ces différentes voies d'élaboration de textures finales $\{100\}$ n'ont pas encore connu de débouché industriel. Nos recherches s'inscrivent dans ce contexte et visent à modifier en laboratoire le procédé conventionnel (laminage à chaud / laminages à froid / recuits) pour perfectionner la texture finale. Nous avons soit cherché à apporter une modification originale de procédé par le laminage à chaud de laboratoire, soit cherché à maîtriser voire améliorer certaines des voies connues évoquées précédemment à savoir laminage croisé et énergie de surface.

2.3/ Influence du laminage à chaud sur les performances magnétiques finales des aciers électriques FeSiAl (P4,P5,P6)

Ce travail général sur l'amélioration des propriétés magnétiques finales des FeSiAl a été lancé dans les années 70 par la Sté Métallurgique de Saint Chély d'Apcher et s'est terminé en 1990 par ma thèse où je montrais la grande sensibilité des propriétés magnétiques finales aux conditions de transformation à chaud.

J'ai ensuite moi-même repris ce thème du laminage à chaud, et ai poursuivi les recherches d'abord dans le cadre du Groupement de Recherche 934 "Tôles Magnétiques" de 1990 à 1993 dont j'étais responsable du thème de métallurgie appliquée, puis par la thèse de C. Talowski dont j'ai assuré l'encadrement sous la responsabilité de B. Cornut.

Le laminage à chaud, utilisé initialement dans le seul but d'abaisser fortement l'épaisseur des bandes, a été reconnu depuis quelques années comme une étape-clé du développement des textures des aciers. Concernant le développement industriel des alliages Fe2%Si2%Al parallèlement aux recherches en laboratoire sur ces mêmes alliages élaborés totalement en

laboratoire, j'ai confirmé les résultats de Quenin [2.2] dans ce sens et montré que l'on pouvait atteindre en laboratoire une anisotropie finale d'au moins 10 kJ/m³ (pour M1) avec 1 à 2 kJ/m³ de moins pour m2 (monocristal "cubique" : M1=m2=17,5 kJ/m³). Les recherches menées conjointement avec R. Penelle dans le cadre du GR "Tôles Magnétiques" ont montré aussi l'importance de la structure initiale du lingot au travers du laminage à chaud. Cependant, bien que les microstructures de laminé à chaud soient souvent très différentes entre industrie et laboratoire (cf fig. 2.2), la texture de laminage à froid avant le dernier recuit semble grossièrement très semblable, avec les deux composantes classiques {112}<110> et {100}<110>.

A l'état final, C. Talowski a montré [2.12] que le choix de la structure initiale du lingot et des conditions de laminage à chaud de laboratoire permettaient de faire varier sensiblement les performances de ces alliages FeSiAl (tableaux 2.2 et 2.3).

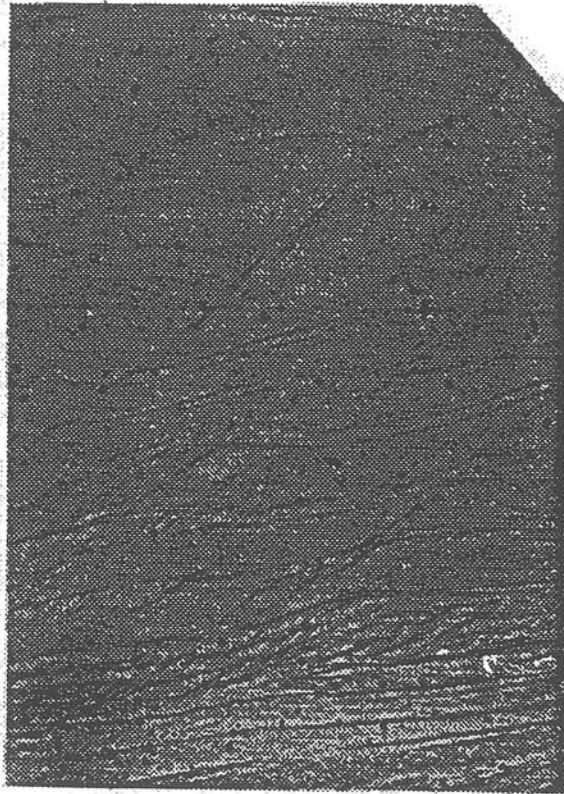
Laminage à chaud et (nb de passes)	Taux de réduction global du laminage à chaud	Ep. initiale du lingot (mm)	Taux de réduction par passe (%)	Vitesse de laminage à chaud (m/s)	Anisotropie finale	
					M1 (kJ/m ³)	m2 (kJ/m ³)
industriel (14)	97 %	200	30 à 45%	qq m/s	5,5	3-4
laboratoire (1)	70	5	70	0.1	11	7
laboratoire (2)	75	5	50/50	0.1	10.5	8.5
laboratoire (3)	77	10	20/50/45	0.1	13	7.5

Tab. 2.2 : Anisotropies finales d'alliages Fe2%Si2%Al élaborés industriellement ou en laboratoire, à structure de lingot grossièrement équiaxe, en fonction des conditions de laminage à chaud

Vitesse (m/s) de laminage à chaud	Taux de réduction (%)				Couple d'anisotropie		Présence de recristallisation
	1 ^{er} passe	2 ^e passe	3 ^e passe	4 ^e passe	M1 (kJ/m ³)	$\rho = \frac{m2}{M1}$	
0,1	65 %				13,5-16,5	0,56-0,73	non
0,1	50 %	40 %	/	/	8,5-10	0,6-0,8	oui
0,2	65 %	/	/	/	13-16	0,4-0,8	non
0,2	44 %	40 %	/	/	7,5-10	0,6-0,8	oui
0,2	70 %	/	/	/	9-11	0,6-0,8	oui
0,3	68 %	/	/	/	14-16	0,57-0,82	non
0,3	38 %	35 %	30 %	30 %	13-16,2	0,56-0,85	non
0,3	42 %	42 %	/	/	12-15	0,68-0,8	non

Tab.2.3 : Synthèse des principaux résultats de couples d'anisotropie obtenus à partir de structures colonnaires {hk0}<001> et différentes conditions de laminage à chaud en laboratoire

De telles textures finales permettent ainsi de dépasser 1.6 T à 800 A/m dans la direction de laminage, alors que les tôles N.O. commerciales ne dépassent pas 1.5 T (L+T).



x200, tranche perpendiculaire à DT
zone intermédiaire

Nous avons essayé de remonter à la source de ce progrès. C. Talowski a montré que cette amélioration de la texture et des performances finales était due aux caractéristiques de laminage à chaud de laboratoire : absence de recristallisation dynamique (fig.2.2), faible taux de réduction global et hétérogénéités de déformation (fig.2.3). Pour autant, le mécanisme précis de texturation n'a pas été identifié et cela paraît difficile du fait de la complexité des textures rencontrées et des faibles différences de texture liées aux différences de condition de laminage à chaud. Dans ce domaine, la méthode de variation des paramètres et comparaison des performances finales reste encore la méthode la plus sûre à notre disposition.

Fig.2.3 : Structure hétérogène de bandes de déformation et de cisaillement en zone de sous-surface d'un laminé à chaud de laboratoire (section perpendiculaire à la direction travers DT)

L'absence de recristallisation semble une condition nécessaire mais pas suffisante à l'obtention de forts couples d'anisotropie à l'état final, comme le montre schématiquement la fig.2.4. L'autre caractéristique principale du laminé à chaud est la présence de bandes de déformation penchées et courbées : du fait des pressions importantes en cours de laminage, il n'y a pas de glissement à l'interface métal/rouleau ce qui permet d'une part de l'assimiler à un contact thermique parfait (pas de résistance de contact) et d'autre part de répercuter entièrement et de façon symétrique la pression du rouleau sur le métal avoisinant. On voit dès lors (fig.2.5) que du fait des réductions importantes d'épaisseur au cours de chaque passe, il existe une **zone de transition** et de cisaillement intense qui assure la continuité de la matière entre la **surface fortement refroidie et "collée" au rouleau** et le cœur du métal très chaud et se déformant très essentiellement en compression.

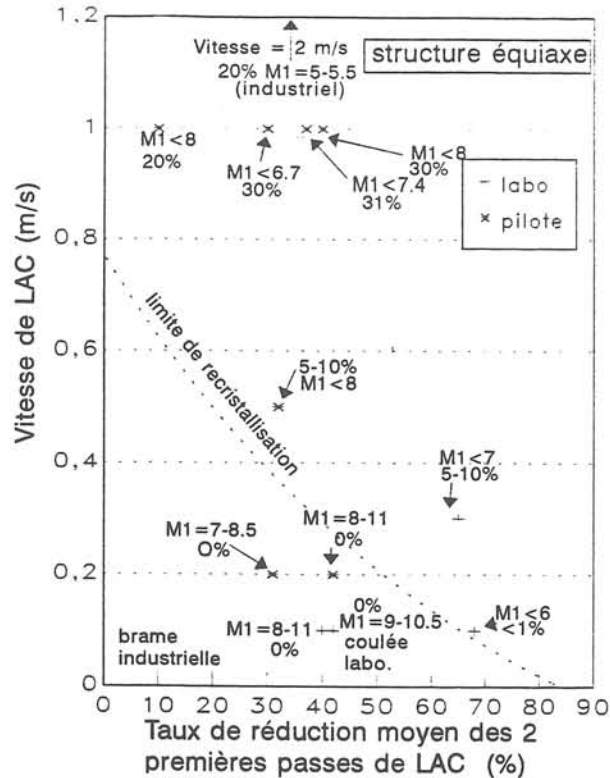


Fig.2.4 : Alliages Fe2%Si2%Al soit élaborés et laminés à chaud industriellement, soit élaborés industriellement et laminés à chaud sur installation pilote, soit laminés à chaud en laboratoire (couple d'anisotropie maximum M1 en kJ/m³, et fraction recrystallisée après laminage à chaud en %)

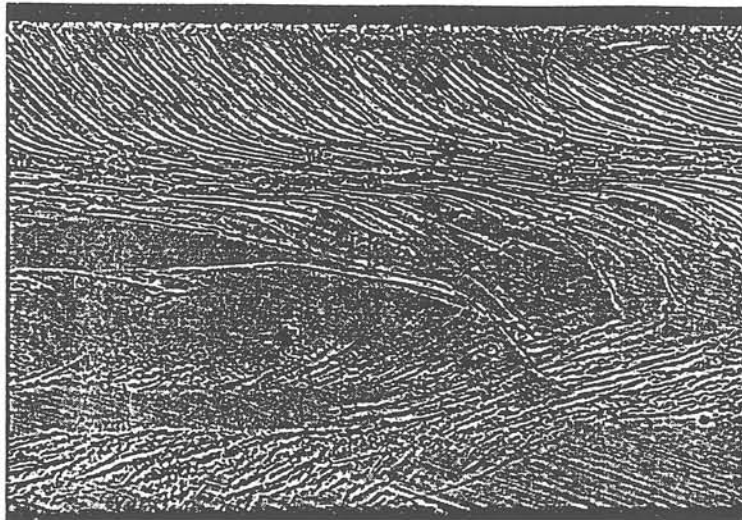


Fig.2.5 : Microstructure de laminage à chaud d'un alliage Fe2%Si2%Al élaboré industriellement, à structure colonnaire puis laminé à chaud en laboratoire en une passe de 65% (section perpendiculaire à la direction travers DT)

La déformation caractéristique de la zone de transition entre zones de surface et de cœur, va être essentiellement très dépendante de 3 paramètres :

* **la vitesse de laminage** qui contrôle non seulement la vitesse de déformation $\dot{\epsilon} = \frac{d\epsilon}{dt}$, mais aussi le temps de contact métal/rouleau t_c qui réglera l'écoulement du flux de chaleur par conduction du métal vers le rouleau. On ramène le problème au refroidissement d'une tranche

de métal d'épaisseur constante $\langle e \rangle$, portée initialement ($t = 0$) à la température T_0

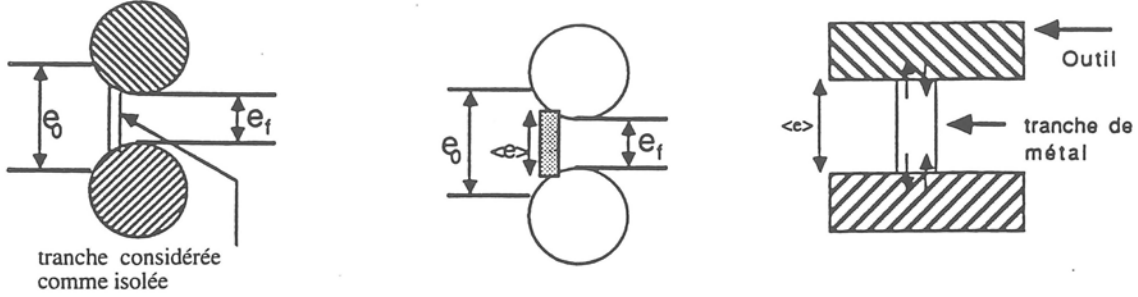


Fig.2.6 : Approximations thermiques faites sur le métal pour simuler le laminage à chaud

entre 2 outils "froids" en contact parfait et à la température T_{amb} (fig.2.6). Le problème thermique est donc devenu unidirectionnel selon un axe x (on néglige le terme de transport), symétrique par rapport à 0 et on y néglige donc en première approximation la variation d'épaisseur e du métal : on la suppose constante et égale à l'épaisseur moyenne $\langle e \rangle$

$$\text{Soit } \langle e \rangle = e_f + 2 R \left(1 - \frac{\sin \phi}{\phi} \right) \quad (2.1)$$

$$\text{avec } \phi = \text{Arccos} \left[1 - \frac{(e_0 - e_f)}{2 R} \right] \quad (2.2)$$

Le problème est celui d'un volume-source émettant par chacune de ses 2 faces (en dimension 1) un flux de chaleur (figure 2.6). La température dans le métal est alors :

$$T(x, t) = T_{amb} + \left\{ \text{erf} \left(\frac{\frac{\langle e \rangle}{2} + x}{\sqrt{4 a t}} \right) + \text{erf} \left(\frac{\frac{\langle e \rangle}{2} - x}{\sqrt{4 a t}} \right) \right\} \cdot (T_0 - T_{amb}) \quad (2.3)$$

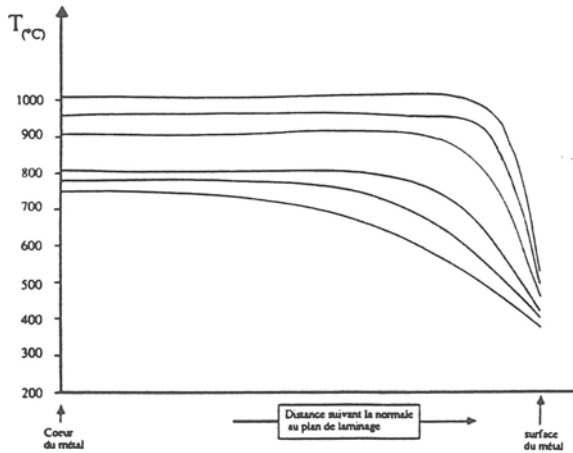
où " a " est la diffusivité du matériau (de l'ordre de $10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ dans notre cas), R le rayon des rouleaux de laminage à chaud, e_f et e_0 les épaisseurs du métal respectivement en sortie et en entrée de passe. Par ailleurs, le temps de contact t_c est donné par :

$$t_c = \frac{R}{v} \sin \phi \quad (2.4).$$

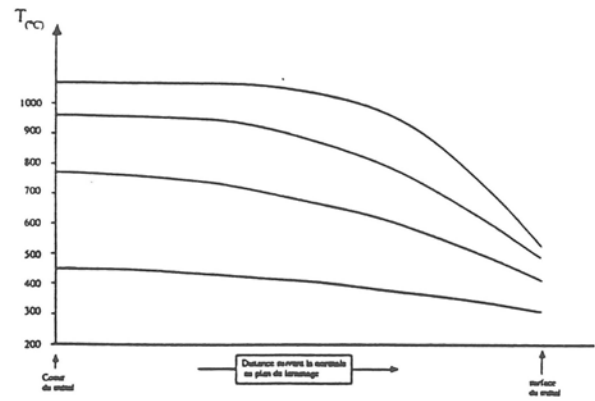
Le temps caractéristique de diffusion d'une onde thermique dans le métal est $((e/2)^2)/4a$ soit par exemple 6 ms pour $e = 1 \text{ mm}$; ce temps reste très petit devant t_c (quelques centaines de ms) ou plus encore devant le temps interpasse (quelques secondes) et on peut considérer que le métal s'homogénéise instantanément en $t = t_c + \epsilon$ à la température moyenne T_m :

$$T_m(t = t_c + \epsilon) = \frac{2}{e} \int_0^{R/2} T(x, t_c) dx \quad (2.5)$$

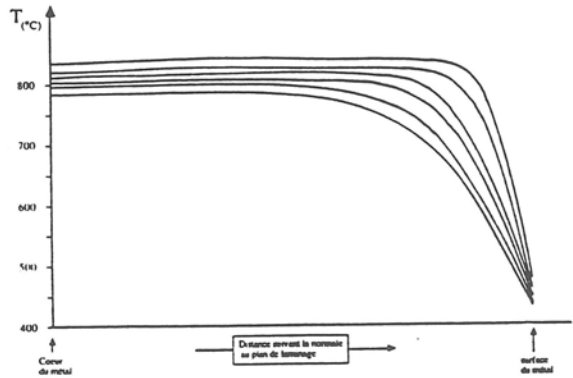
$$\text{Soit } T_m(t_c + \epsilon) = T_{amb} + (T_0 - T_{amb}) \left[\text{erf} \left(\frac{e}{\sqrt{4 a t_c}} \right) - \sqrt{\frac{4 a t_c}{\pi e^2}} \left(1 - \exp \left\{ -\frac{e^2}{4 a t_c} \right\} \right) \right] \quad (2.6)$$



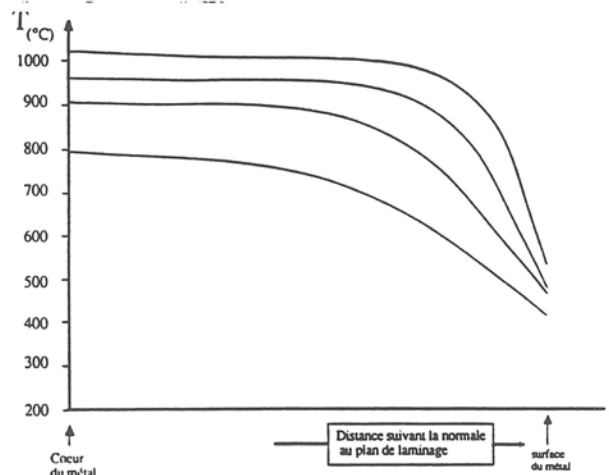
Laminage à chaud sur installation pilote
6 passes : 30%/29%/34%/45%/44%/40
ép. initiale 50mm, finale 3mm, vit. 1m/s
Réch. avant LAC : 1050°C



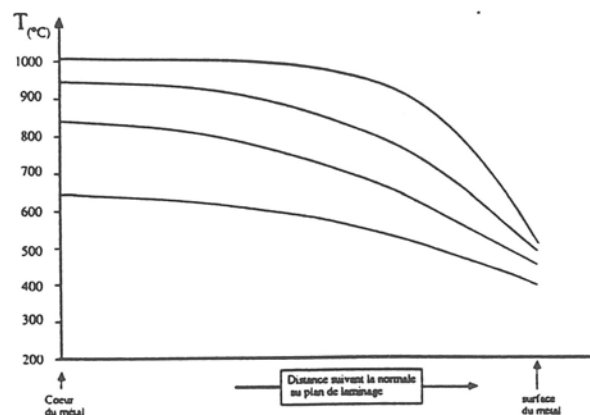
Laminage à chaud sur installation laboratoire
4 passes : 14%/23%/43%/55%
ép. initiale 15mm, finale 2.5mm, vit. 0.1m/s
Réch. avant LAC : 1050°C



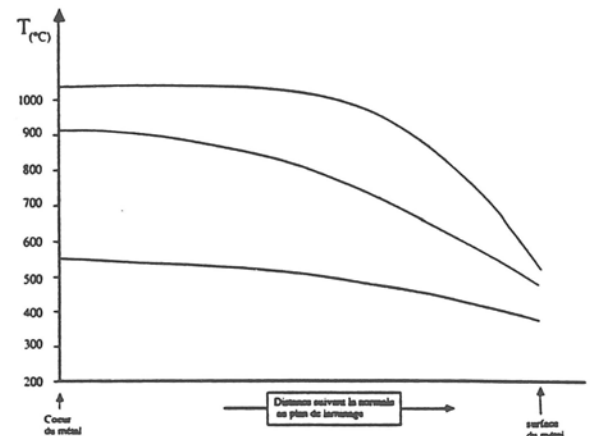
Laminage à chaud industriel
6 passes-finis : 35-40% chacune
ép. initiale 100mm, finale 2.5mm, vit. 10m/s
Tre fin dégrossisseurs : 830°C



Laminage à chaud sur installation pilote
4 passes : 44%/44%/44%/40%
ép. initiale 25mm, finale 2.7 à 3.2mm, vit. 1m/s
Réch. avant LAC : 1050°C



Laminage à chaud sur installation pilote
4 passes : 44%/44%/44%/40%
ép. initiale 25mm, finale 2.7 à 3.2mm, vit. 0.2m/s
Réch. avant LAC : 1050°C



Laminage à chaud sur installation laboratoire
3 passes : 5%/32%/58%
ép. initiale 10mm, finale 2.75mm, vit. 0.1m/s
Réch. avant LAC : 1050°C

Fig.2.7 : Profils thermiques calculés en fin de chaque passe de laminage à chaud (avant homogénéisation) pour différents types de laminage à chaud

. Ainsi selon (2.4) le temps de contact est inversement proportionnel à la vitesse de laminage et selon (2.3) c'est donc la vitesse (cf fig.2.7) qui intervient le plus directement dans le phénomène de propagation de la perturbation thermique liée au contact métal/rouleau : ainsi pour un laminage à chaud à 1 m/s les $\frac{3}{4}$ du métal ne sont jamais affectés par la perturbation, tandis qu'à 0,1 m/s les $\frac{3}{4}$ du métal voient leur température sensiblement modifiée par le contact métal/rouleau.

Du fait de la géométrie "métal + rouleau" (voir figure 2.8) il existe une composante de traction σ_t , de même direction et de sens opposé au défilement de la bande ; σ_t est la composante suivant y de la contrainte principale σ (2.10)

$$\sigma_t = \operatorname{tg} \varphi \sigma_c \quad (2.7)$$

où σ_c composante de compression. Cette contrainte est d'autant plus importante que l'on se situe vers le début de la passe (terme en $\operatorname{tg} \varphi$) et ne s'applique schématiquement que jusque à l'instant où on entre dans l'interface entre le solide "froid" non déformable en mouvement et le métal chaud très visqueux (très déformable plastiquement) qui s'écoule (fig.2.8).

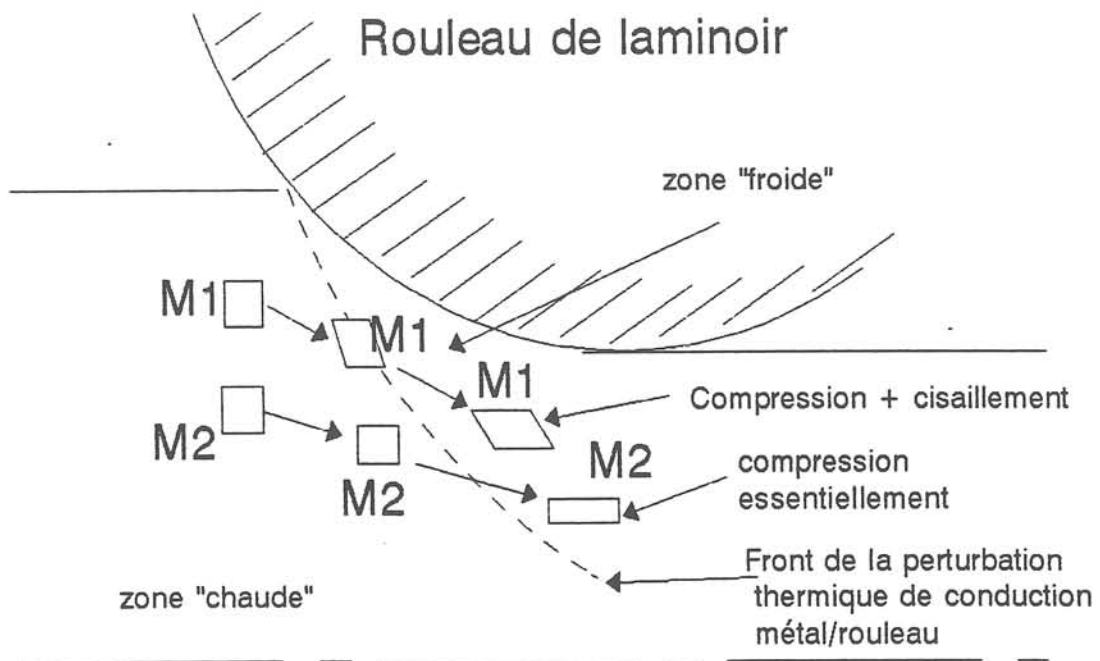


Fig.2.8 : Schéma de principe de la déformation thermomécanique dans le cas du laminage à chaud de laboratoire

La compression σ_c donne lieu à une dissipation d'énergie à peu près uniforme dans l'épaisseur de la bande, tandis que l'action de cisaillement sera en revanche concentrée sur une portion intermédiaire et réduite de l'épaisseur du métal. Dans le cas des fortes vitesses de laminage à chaud, le front de la perturbation thermique est toujours limité à la très proche sous surface (typiquement entre le $\frac{1}{16}$ et le $\frac{1}{10}$ de l'épaisseur sous la surface) ce qui astreint le cisaillement à

l'interface corps froid/corps chaud d'être concentré dans cette même zone de sous surface (on assimile au corps froid déformant non seulement le rouleau mais aussi le métal déjà "froid" à l'instant t). Ainsi toute la puissance dissipée liée à l'action de σ_t (cisaillement en particulier) est concentrée dans cette zone de sous surface, ce qui explique que la recristallisation y soit initiée et développée. Dans le cas des vitesses plus faibles de laminage à chaud (installation pilote ou installation L.E.G.), le front de la perturbation thermique se propage cette fois sur des distances non négligeables (de l'ordre de $\sqrt{4at}$ d'après (2.3)), répartissant ainsi la puissance globale dissipée par cisaillement sur un volume sensiblement plus important (cf fig.2.7). Cela explique que même avec un taux de réduction très important (65 à 68 %) en une passe, on n'observe pratiquement aucune trace de recristallisation à une vitesse de 0,1 m/s (cf fig.2.4).

- **le taux de réduction (TR)** : il est défini par $TR = \left(\text{car } TR = \frac{e_0 - e_f}{e_0} \times 100 \right)$ et a une incidence sur l'angle total de contact ϕ (cf eq. 2.2), et donc également sur le temps de contact et la vitesse de déformation. De façon générale, plus le taux de réduction croît plus on amplifiera les phénomènes décrits précédemment.

- **le diamètre des rouleaux (R)** : de la même façon que le taux de réduction il intervient, par l'angle ϕ , sur le temps de contact et la vitesse de déformation. Mais il intervient aussi et surtout sur la direction de la contrainte ressentie en chaque point de la zone "chaude", puisque $\frac{\sigma_t}{\sigma_c} = \tan \phi$. Un élément de matière dm subira jusqu'à l'instant t_i ($t_i \leq t_c$) où il arrivera (éventuellement) à l'interface zone chaude/zone froide (figure 2.8), une succession de déformation élémentaire dont les directions de contrainte s'étaleront de $\tan \phi(t=0) = \tan \phi$ à $\tan \phi(t=t_i)$. Ainsi plus l'élément dm considéré est situé vers la surface du lingot plus il aura ressenti une direction moyenne de contrainte (avant d'entrer en zone "froide") éloignée de la compression. Ce gradient dans l'épaisseur de la direction moyenne de contrainte est une source de gradient de texture, puisque le cristal se déformera notamment en fonction de la direction de contrainte vis à vis de ses axes cristallographiques. Ce gradient de contraintes est à relier aux bandes de déformation inclinées et courbées mises en évidence expérimentalement.

L'hétérogénéité de la déformation HD, est évaluée par le rapport de l'arc de contact à l'épaisseur

$$\text{moyenne du métal durant la passe, soit } HD = \frac{R \phi}{e_f + 2 R \left(1 - \frac{\sin \phi}{\phi} \right)} \quad (2.8)$$

si ϕ est suffisamment petit alors (2.8) devient $HD \approx \frac{R \phi}{e_f}$.

Tant que le rayon des rouleaux reste nettement plus grand que la variation totale d'épaisseur de la passe, l'hétérogénéité de la déformation est essentiellement déterminée par les

épaisseurs du métal en entrée et sortie de passe. Ainsi une passe de 55 % (entre $e_0 = 5,5$ mm et $e_f = 2,5$ mm) sur le laminoir de laboratoire donne une valeur de $HD = 2/3$, ce qui condamne la déformation à se concentrer principalement suivant les diagonales de l'emprise et être donc très hétérogène (fig.2.3). Dans notre cas l'inhomogénéité thermique dans l'épaisseur est un phénomène majeur et ne peut être négligée : le problème se ramène très qualitativement au cas précédent en considérant que le "rouleau équivalent" est le cylindre de travail augmenté de la "zone froide".

Les études menées par C. Talowski sur le laminage à chaud en laboratoire ont montré [2.12] qu'en faisant varier aussi largement que possible les principales caractéristiques accessibles (vitesse de laminage, taux de réduction par passe, évolution thermique du métal), les couples d'anisotropie $M1$ varient de 10 à 13 kJ/m³ dans le cas de lingots. Fe2%Si2%Al coulés en laboratoire. Nos moyens de laboratoire ne nous permettent donc d'avoir qu'une influence modérée sur les performances finales, à moins que les effets de laminage à chaud évoqués précédemment ne soient pas aussi déterminants que ce qu'avait pu laisser penser les microstructures très spécifiques de laminage à chaud.

En effet les mêmes procédures de laminage à chaud reportées sur des lingots Fe3%Si coulés en laboratoires conduisent à une baisse sensible des couples d'anisotropie $M1$ (≤ 8 kJ/m³), quels que soient les paramètres de laminage à chaud choisis. Ainsi l'addition de 2% d'aluminium contribue pour une part non négligeable aux performances finales. Par ailleurs les études sur installation-pilote ont montré que la diminution du taux de réduction global du laminage à chaud favorisait l'anisotropie magnétique finale, pour atteindre environ 8 kJ/m³ ($M1$) lorsque les lingots de Fe2%Al2%Si équiaxes ont une épaisseur initiale de 15 mm et sont laminés à chaud à faible vitesse. C. Talowski a aussi montré que l'élimination des zones de sous-surface du laminé à chaud, suspectées d'être à l'origine des fortes anisotropies finales obtenues en laboratoire, ne changeait pas significativement les résultats.

En conséquence, l'absence de recristallisation dynamique au laminage à chaud et un faible taux de réduction global de laminage à chaud semblent être aussi importants que les conditions de déformation à chaud hétérogène (température, vitesse, rayon de rouleau, taux de réduction par passe) pour améliorer les performances finales. Cet avantage est encore accru par la présence de 2% (par exemple) d'aluminium, bien connu pour avantager l'émergence de la composante de texture "cubique" (plus de 10 kJ/m³ sur les lingots Fe2%Si2%Al coulés en laboratoire).

Conclusions - Perspectives : Ces résultats tendent à montrer que des progrès sensibles peuvent encore être réalisés dans les aciers électriques conventionnels : nous avons montré en particulier que la recristallisation après laminage à chaud était souvent initiée sur les bandes de déformation hétérogènes. Cela relance l'intérêt d'étudier beaucoup plus finement le rôle de ces bandes dans la formation ultérieure de la texture finale. Cette recherche me paraît d'autant plus

intéressante que la texture finale à laquelle on arrive après recuit du laminé à chaud, peut être encore modifiée in fine par recuit final supplémentaire à haute température (cf. tableau 2.4). L'amplitude des composantes $\{110\}\langle 001\rangle$, $\{100\}\langle 001\rangle$ ou $\{100\}\langle \text{ovw}\rangle$ est en effet modifiée et permet d'atteindre à 800 A/m une induction de 1.6 T (à comparer à 1.4 T pour une tôle N.O.). Cette voie de recherche devrait à mon avis se prolonger vers l'introduction d'inhibiteur type AlN, qui pourront éventuellement modifier les composantes de texture finale au cours du recuit à haute température.

Ep (mm)	Alliage	Laminage à chaud	Recuit du laminé à chaud	Recuit supplémentaire final à haute température	B ₈₀₀ (T)	Pertes à 1.5 T	
						50 Hz (W/kg)	400 Hz (W/kg)
0.23	Fe3%Si G.O.	industriel	/	/	1.82-1.92	0.5-0.6	
0.2	Fe3%Si N.O. + 0.6%Al	industriel	/	/	< 1.5 T		30
0.2	Fe2%Si2% Al	laboratoire	non	non	1.62 T	1.9	31
0.2	Fe3%Si	laboratoire	non	oui	1.54 T	1.25	27
0.2	Fe3%Si	laboratoire	oui	oui	1.61 T	1.30	26

Tableau 2.4 : Performances magnétiques finales en sens long de différents alliages Fe3%Si et FeSiAl élaborés en laboratoire, comparés aux tôles commerciales actuelles

2.4/ Amélioration des performances magnétiques des tôles en fer pur : transformation de phase et laminage à chaud (P7,P8)

Un des grands enjeux des matériaux magnétiques électrotechniques est de parvenir à augmenter la perméabilité magnétique des tôles à basse teneur en silicium. Au cours des 20 dernières années, les producteurs et consommateurs de tôles magnétiques (et les japonais les premiers) se sont rendus compte que lorsque les pertes magnétiques n'étaient pas au premier plan pour le choix du matériau (cas contraire des gros transformateurs et des grosses machines tournantes), il était moins intéressant de chercher à les baisser en les alliant au silicium (cas par exemples des petites moteurs ou transformateurs en électroménager ou électroportatif) que d'augmenter la perméabilité du matériau, pour optimiser la masse de tôles employées tout en conservant les mêmes caractéristiques du système. En effet, le fer pur a une faible résistivité électrique (et donc de fortes pertes par courants induits) mais aussi corollairement une bonne conductibilité thermique, ce qui permet d'évacuer facilement les pertes sur un petit volume. Le

fer pur ayant par principe l'aimantation à saturation la plus élevée des aciers électriques, il devenait intéressant de l'utiliser dans tous les dispositifs de petite taille où il n'existe pas de fortes limitations de rendement et où le régime thermique du dispositif se régule simplement par son effet de taille. En revanche il reste toujours primordial d'augmenter la perméabilité du matériau à entrefer constant.

J'ai entamé les recherches métallurgiques sur le fer pur dès 1991. Cela s'est poursuivi par le stage d'ingénieur ENSPG puis de DEA de J.M. Couty, que j'ai encadré.

Plusieurs procédés de laminage à chaud ont été étudiés (voir fig.2.9) ; suivant que cette transformation se situe totalement ou partiellement en phase austénitique ($T \geq 910^\circ\text{C}$), le niveau de couples d'anisotropie ($M1, m2$) ne dépassait jamais (fig.2.9) les performances des matériaux N.O. industriels ($M1 \leq 5,5 \text{ kJ/m}^3$ et $B_{2500} < 1,64 \text{ T}$ pour le fer pur). En revanche lorsque le laminage à chaud en phase ferritique est constitué de nombreuses passes (faible taux de réduction par passe : 13 à 21 %) espacées de réchauffage en phase ferritique, un phénomène de mémoire de texture est entretenu et permet d'atteindre dès le premier cycle laminage/recuit un niveau moyen des couples d'anisotropie $M1$ de 7 à 8 kJ/m^3 . L'optimisation du procédé (cf figure 2.10) dans le cas d'un simple cycle laminage/recuit, par rapport aux taux de réduction de laminage à froid, au temps et à la température de recuit final permet d'atteindre un niveau de couple d'anisotropie de 10 kJ/m^3 .

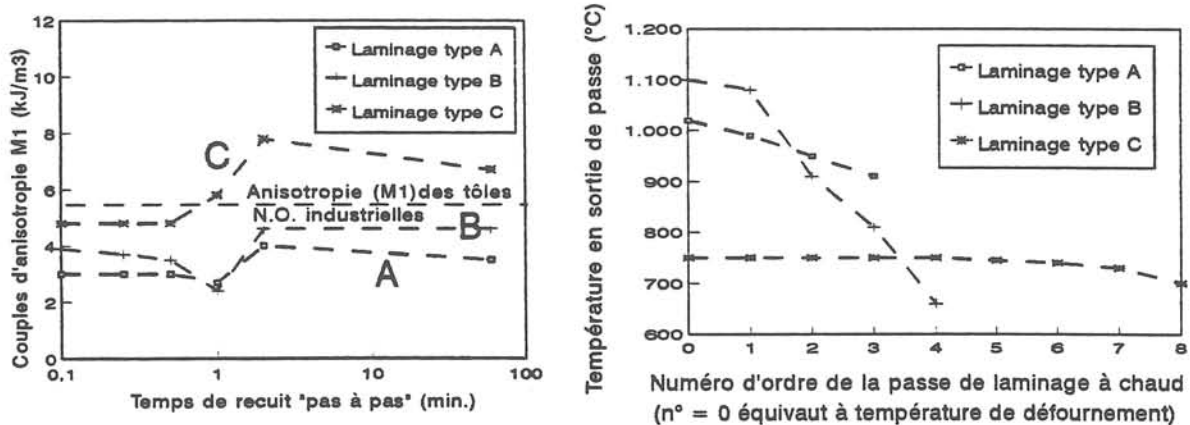


Fig.2.9 : Influence du type de laminage à chaud (austénitique, austéno-ferritique ou ferritique) sur les couples d'anisotropie $M1$ à l'état final dans le cas de lingots de fer pur élaborés en laboratoire

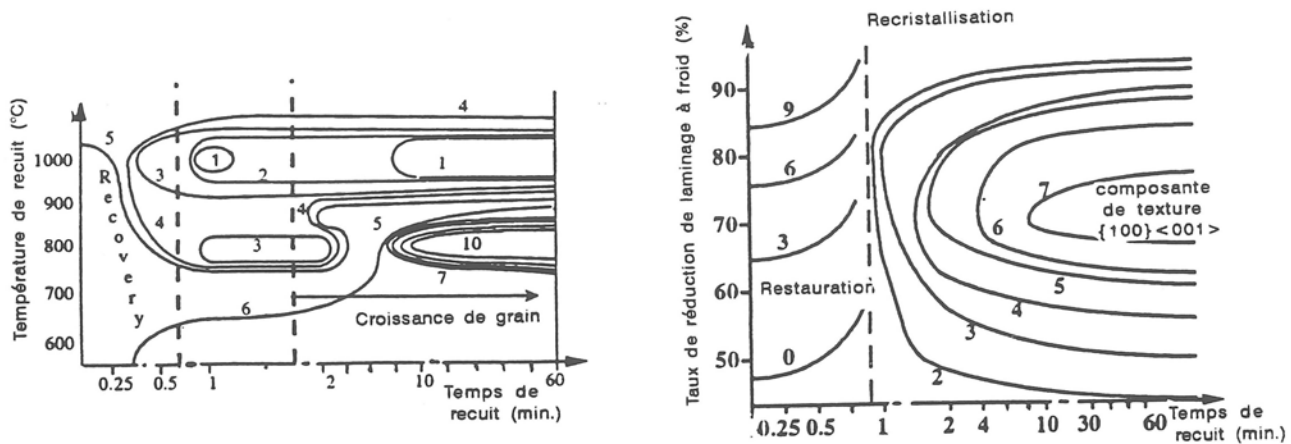


Fig.2.10 : Relations entre les principaux paramètres du procédé (temps et température de recuit, taux de réduction de laminage à froid) et les performances finales (couples d'anisotropie M1) de tôles en fer pur

La texture de laminage à froid $\{100\}\langle 011\rangle$ - $\{211\}\langle 011\rangle$ est très accentuée, avec un renforcement de ces 2 orientations lorsque le laminage à froid est poursuivi après 70 % ; l'orientation $\{321\}$ contenue dans cette composante majeure de texture, pourrait expliquer comme dans le cas des tôles minces, l'émergence d'une composante "cubique" très désorientée à l'état final. Comme le suggère la figure 2.14, la texture de recristallisation primaire semble tout d'abord principalement de type $\{111\}$ puis une croissance de grain sélective permet le développement de la composante "cubique" dans cette matrice primaire : l'induction à 800 A/m (B_{800}) passe ainsi de 1,6 T après 2 min de recuit à 1.75 T après 10 min.

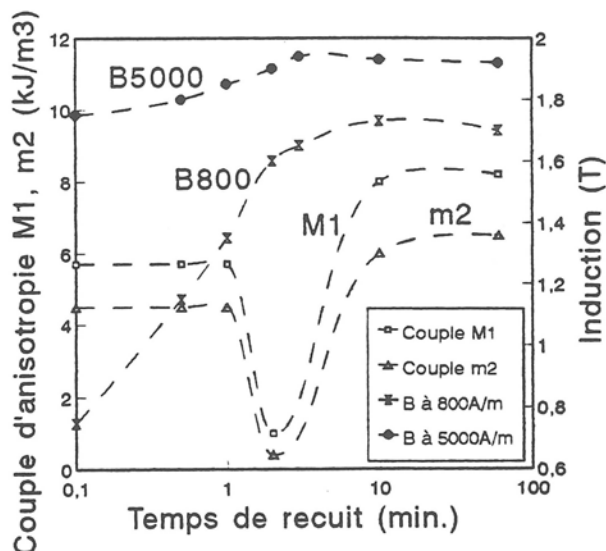


Fig.2.11 : Evolution de l'anisotropie finale (couples M1 et m2) et des inductions à 800 et 5000 A/m en fonction du recuit final, dans le cas de tôles de fer pur ayant subi un seul cycle laminage/recuit

Perspectives : Les structures de départ (lingot, brame) ne permettent d'avoir qu'une forte composante finale de texture "cubique", très désorientée autour de $\{100\}\langle 001\rangle$. Des très fortes perméabilités magnétiques pourront être atteintes éventuellement en associant d'autres mécanismes de sélection d'orientation lors du recuit final (inhibiteur), à partir de ces textures

primaires imparfaites. Mais du fait de la transformation de phase α/γ à 900°C, une croissance anormale est a priori impossible. Notons qu'une valeur de $B_{800}=1.75$ T est une performance déjà intéressante industriellement, qu'il serait intéressant de savoir y reproduire (actuellement industriellement $B_{800} \approx 1.6$ T).

2.5/ Où le laminage croisé reste la voie la plus sûre pour accéder à de fortes composantes de texture {100}

Nous avons vu au début de ce chapitre que cette méthode d'obtention de la "texture cubique", déjà ancienne, avait été fortement améliorée par les chercheurs de Nippon Steel Corp. en lui adjoignant une phase finale de sélection d'orientation (100)[001] lors du recuit final haute température sous H_2 , au moyen des inhibiteurs AlN. Quoique très difficile à envisager industriellement, ce procédé est actuellement le seul à permettre la synthèse de tôles magnétiques fortement texturées {100}<001> avec des épaisseurs "électrotechniques" classiques de 0.2 à 0.5 mm d'épaisseur. Il est donc incontournable si on veut disposer de fortes textures cubiques finales, afin d'en étudier le comportement magnétique. L'étude de cette voie d'élaboration présente en outre l'intérêt d'être un cas d'école d'émergence d'une texture cubique imparfaite par recristallisation primaire [2.6], qui peut se perfectionner ensuite sensiblement par levée sélective d'inhibition au cours d'un recuit à haute température [2.8]. Beaucoup de mécanismes pouvant amener à une texture finale cubique se retrouvent dans cette voie, et son étude même empirique est un excellent moyen pour bien appréhender les étapes clé de la formation d'une texture cubique, ainsi que la sensibilité de celle-ci aux différents paramètres du procédé. J'ai choisi d'entamer cette étude à partir d'alliages Fe3%Si ($\leq 0.1\%$ Al) afin de ne pas être gêné par le caractère chimiquement instable de Al tout en rendant possible une distribution modérée d'inhibiteurs AlN. Ces travaux ont fait l'objet de la partie métallurgique de la thèse de M. Mekhiche, que j'ai encadré.

Partant d'un matériau laminé à chaud et recuit ("normalisation"), le laminage croisé est ensuite appliqué dans 2 directions successives et perpendiculaires du plan de laminage. Le matériau peut ensuite suivre soit un seul laminage à froid/recuit soit deux ; les résultats obtenus sont à peu près similaires dans les deux voies possibles.

A la différence de la texture classique de laminage à froid des aciers bas C (cf §2.2), le laminage croisé amène à une texture de déformation du type {100} <011> + {111} <112>, qualitativement indépendante des conditions de déformation dans une plage de 30 à 60% de réduction globale par direction de laminage. M. Mekhiche a montré que pour des tôles d'épaisseur finale de quelques dixièmes de mm, une texture cubique à petits grains, très stable et désorientée, est obtenue après recuit à haute température, lorsque l'alliage ne contient pas d'Al (fig.2.12). Une induction très ordinaire de 1.5 T à 800 A/m est alors obtenue, de façon

similaire aux tôles N.O. En revanche la présence d'Al modifie clairement la statistique des couples d'anisotropie mesurés (fig.2.12), c'est-à-dire dire la texture. Une recristallisation secondaire sous hydrogène a en effet lieu, de façon presque totale, donnant lieu pour 200 à 400 ppm Al, à de vastes zones de gros grains (quelques mm à quelques cm) orientés $\{100\}$ et à des colonies de petits grains primaires (≤ 1 mm) d'orientation plus complexe et du type $\{111\}\langle uvw \rangle + \{100\}\langle okl \rangle$: c'est ce que traduisent les valeurs monocristallines d'anisotropie ($18-20 \text{ kJ/m}^3$) qui cohabitent avec d'autres beaucoup plus basses (fig. 2.13). La composante majeure de texture peut être décrite par $\{100\}\langle 011 \rangle + \{100\}\langle 0vw \rangle$ et explique les valeurs assez "basses" de B_{800} ($\approx 1.65 \text{ T}$), alors que les couples d'anisotropie ponctuels (sur pastille de 14 mm de diamètre) sont globalement élevés. Lorsque trop d'Al est introduit, la recristallisation secondaire est très incomplète, marquant l'inhibition trop forte de AlN pour permettre à certains joints de grains de bouger.

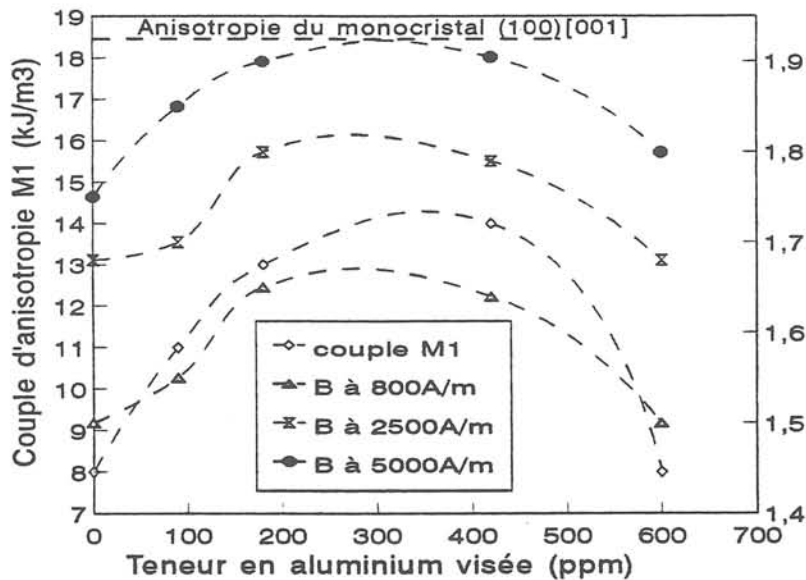


Fig.2.12 : Evolutions du couple d'anisotropie finale M1 et des inductions magnétiques à 800, 2500 et 5000 A/m, en fonction de la teneur en aluminium d'alliages de laboratoire Fe3%Si

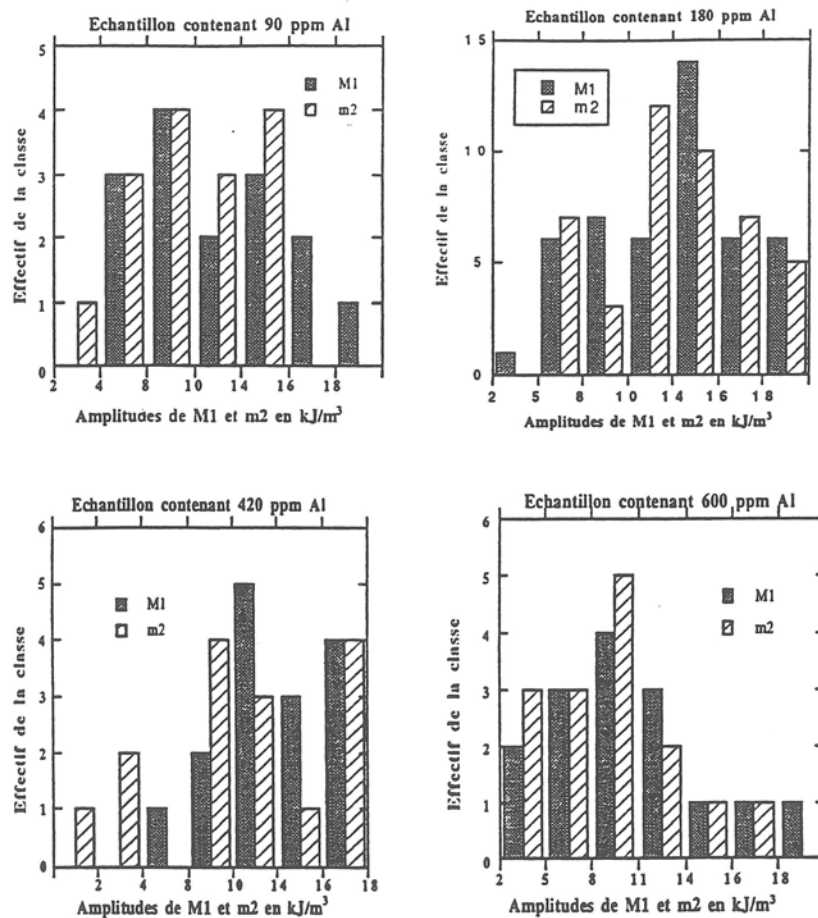


Fig.2.13 : Histogrammes de couples d'anisotropie M1 et m2 à l'état final, pour des alliages Fe3%Si contenant différentes quantités d'aluminium

Comparativement au comportement des tôles N.O., l'approche à saturation se passe sensiblement mieux, du fait notamment de la rotation plus aisée des moments magnétiques dans le plan $\{100\}$: on obtient ainsi une augmentation de 0,25 T du B_{800} lorsque le champ passe de 800 à 5 000 A/m (soit donc $B_{5000} = 1,9$ T) et seulement de 0.18 T pour une tôle N.O. (soit $B_{5000} \leq 1,62$ T). Ceci est particulièrement important lorsque l'on sait qu'une grande partie des machines tournantes fonctionnent souvent en régime "saturé". Les pertes des tôles N.O. sont diminuées de 30 à 40 % par ces tôles "cubiques".

	Tôle à texture $[100] \langle 001 \rangle$ de laboratoire	Tôle N.O. en fer pur à perméabilité améliorée
Champ (en A/m) nécessaire pour obtenir 1.5 T dans la direction de laminage	130	830
Champ (en A/m) nécessaire pour obtenir 1.5 T dans la direction travers	135	360

Tableau 2.4 : Valeurs de champ magnétique (obtenues sur cadre à champ tournant) nécessaire pour aimanter à 1.5 T et 50 Hz dans la direction de laminage ($x=DL$) ou travers ($x=DT$) une tôle Fe3%Si N.O. ou "cubique"

La caractérisation magnétique en champs tournants montre un processus classique de découplage des axes de facile aimantation à basse induction ($B \leq 1$ T), tandis qu'à plus haute induction ($B \geq 1,5$ T) apparaît nettement l'anisotropie macroscopique "cubique" avec des axes de difficile aimantation sensiblement à 45° de la direction de laminage. Cette anisotropie est nettement moins forte que pour une tôle G.O.

La comparaison entre tôles "cubiques" et les tôles de fer pur à perméabilité améliorées d'UGINE S.A. (voir tableau 2.4) montre à quel point les meilleures tôles commerciales sont encore éloignées des tôles "cubiques" même imparfaites.

Conclusions - Perspectives : Nous sommes maintenant en bonne voie pour disposer de tôles Fe 3 % Si à texture $\{100\}<001>$ très resserrée. Cela nous a permis notamment de commencer à étudier le rôle de l'inhibition, en interaction avec des effets possibles d'énergie de surface lors des recuits sous hydrogène. La perfection de la texture ne pourra être atteinte qu'en maîtrisant parfaitement les mécanismes de sélection d'orientation et en particulier en contrôlant la teneur en azote dans le métal [2.13] et la teneur en oxygène dans l'atmosphère du four. Ces premiers résultats nous ont de plus permis de valider nos modèles de comportement ainsi que de décrire par modélisation numérique certains dispositifs électrotechniques en tôles de texture "cubique".

2.6/ Tôles minces pour moyenne fréquence : jouons la texture contre l'alliage

Du fait de l'importance croissante des applications fonctionnant à "moyenne fréquence" (quelques centaines à quelques milliers de Hz), l'obtention de matériaux magnétiques adaptés devient de plus en plus opportune. De nombreux chercheurs en matériaux magnétiques se sont lancés sur cette voie. L'ennemi généralement désigné avant tout autre est les pertes magnétiques. Les pertes magnétiques sont liées à 3 facteurs principaux : épaisseur, alliage et microstructure. Aussi les alliages rapidement solidifiés à base fer sont-ils très avantageés lorsqu'ils associent à de faibles épaisseurs (20-30 μm) une forte teneur en silicium (4,5 à 6,5 % Si), voire un mécanisme d'aimantation beaucoup plus favorable (processus de rotation). On peut même, comme cela a été montré jadis par G. Couderchon avec de l'aluminium, faire diffuser en phase solide un élément d'alliage (Al ou Si) qui diminuera la résistivité, la constante d'anisotropie magnétocristalline et la magnétostriction du cristal, toutes choses favorables pour les pertes magnétiques. C'est malheureusement l'induction accessible qui en pâtit.

Dans le cas de tôles magnétiques fonctionnant principalement par déplacements de parois, nous verrons au chapitre IV que les pertes magnétiques sont complètement conditionnées par certaines caractéristiques, lesquelles sont très essentiellement liées aux

constantes d'anisotropie magnétocristalline K_1 et de magnétostriction et à la microstructure du matériau (texture, taille et forme de grain). Aussi en fixant la teneur d'alliage, le perfectionnement de la microstructure peut aussi diminuer sensiblement les pertes par courants induits. Très peu de producteurs au monde savent fabriquer des tôles G.O. minces sans relaminer des tôles G.O. conventionnelles [P13] : la perfection de la texture GOSS de ces tôles reste sensiblement moins bonne que celle de leurs cousines plus épaisses. Les performances magnétiques unidirectionnelles restent quoi qu'il en soit bien meilleures que celles des tôles N.O. minces (0.1 mm). Nous avons donc essayé de contrôler la texture finale pour améliorer la perméabilité et par là-même diminuer les pertes magnétiques des tôles minces Fe 3 % Si. Cette voie a été explorée lors du stage de DEA de F. Khomamizadeh, puis dans la thèse de C. Talowski, que j'ai suivi successivement.

Le champ démagnétisant suivant la normale à une tôle est fonction inverse de son épaisseur, aussi une désorientation d'un axe de facile aimantation $\langle 100 \rangle$ par rapport au plan de laminage sera-t-il d'autant plus gênant magnétiquement que la tôle est mince. Il est donc besoin d'un mécanisme de sélection rigoureuse des plans $\{100\}$: c'est ce que permet la relation entre la composition de l'atmosphère de proche surface et l'énergie de surface d'un grain d'orientation donnée (cf § 2.2). Nous sommes partis de tôles G.O. M4X, qui sont ensuite laminées à froid ; puis recuites à 750°C ou 850°C (quelques min.) : en accord avec [2.11] et [2.14], la texture de laminage $\{111\}\langle 112 \rangle$, se transforme après réduction d'au moins 64% en intense texture $\{120\}\langle 001 \rangle$ dont les désorientations atteignent les orientations $\{100\}\langle 001 \rangle$ et $\{110\}\langle 001 \rangle$. En revanche nos conditions d'obtention ne concordent pas avec [2.15].

Une seconde séquence de laminage à froid/recuit à haute température (1200°C/H₂) a permis à F. Khomamizadeh [P11] d'obtenir des tôles de 40 µm d'épaisseur, mélange de zones à gros grains $\{100\}\langle 001 \rangle$ (évalués à 60-70% volume de gros grains) + $\{100\}\langle \text{ovw} \rangle$ et de zones à petits grains primaires très désorientés autour de $\langle 100 \rangle$. Un niveau moyen de couple d'anisotropie finale de 13 à 15 kJ/m³ est ainsi atteint au lieu des 18 kJ/m³ du monocristal (100) [001].

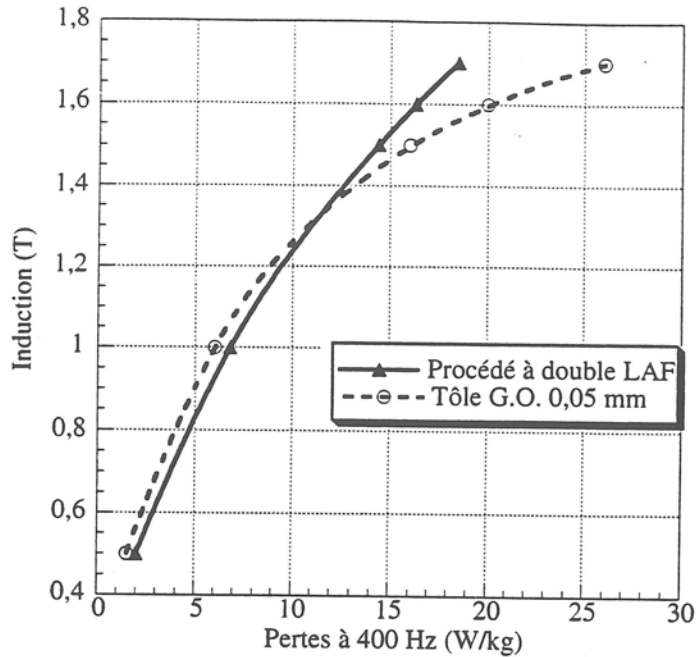


Fig.2.14 : Relation entre pertes et induction à 400 Hz dans le cas de tôles Fe3%Si

L'étude des performances magnétiques, menée par C. Talowski sur un mini-cadre Epstein (tôles 100 x 15 mm) a montré que les tôles obtenues sont au même niveau de performances (pertes) que les tôles G.O. de 50 μm d'épaisseur, voire même nettement supérieures (voir figure 2.14) lorsque l'induction se situe au dessus du coude d'aimantation des tôles G.O. minces (≈ 1.6 T). Cette différence de comportement magnétique ne fait que traduire la différence de perfectionnement de ces 2 types de texture. Les pertes magnétiques des tôles "cubiques" restent cependant sensiblement plus élevées à 1.5 T que celles des amorphes, nanocristallins, tôles G.O. mince (fig. 2.15) ou même Fe-6,5 % Si. En revanche les pertes à 1.8 T ou 1.9 T des tôles "cubiques" n'excèdent pas 25 W/kg, tandis que la plupart de ces matériaux ne peuvent pas atteindre ce niveau d'induction.

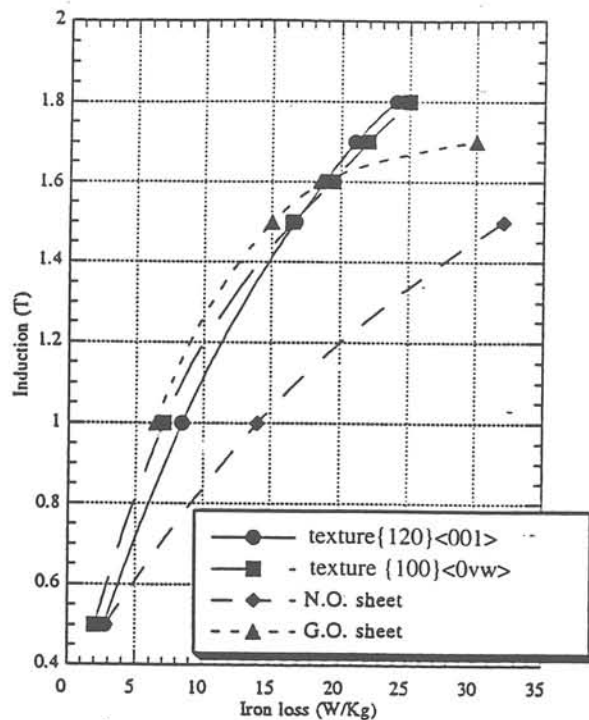


Fig.2.15 : Induction en fonction des pertes mesurées à 400 Hz sur le cadre Epstein pour une tôle G.O. commerciale et une tôle N.O. commerciale d'épaisseur 0.1 mm et pour des tôles issues d'un simple laminage à froid d'épaisseur 80 μ m

Alors que les tôles texturées d'épaisseur 40 ou 50 μ m sont particulièrement adaptées pour travailler au kHz, des fréquences de travail de quelques centaines de Hz, intéressantes pour nombre d'applications, trouvent leur meilleur compromis avec des tôles d'environ 0.1 mm d'épaisseur. Nous avons alors essayé de développer la texture {100}<001> sur les tôles de 80 μ m après recristallisation primaire en texture dominante {120}<001> : l'idée est ici d'utiliser les grains très minoritaires {100} dans la distribution de la texture {120}, pour les faire croître anormalement par différentiel d'énergie de surface dans un recuit haute température (1200°C). Une microstructure hétérogène est obtenue, comme dans le cas précédent, de façon non encore reproductible et formée d'une composante parfois majeure {100}<0vw> renforcée en {100}<001> et d'une composante {120}<001> correspondant aux zones de grains primaires qui ont résisté à la recristallisation secondaire. Les performances magnétiques dynamiques dans la direction de laminage s'avèrent aussi bonnes que celles des tôles G.O. de 100 μ m d'épaisseur, et bien meilleures que celles des tôles N.O. de faible épaisseur. C. Talowski a montré que les 2 types de tôles minces texturées (à 40 et 80 μ m) présentaient dans les 2 directions principales de la tôle une induction de travail proche de 1.8 T à 400 Hz sous un champ crête de 800 A/m, performances qui semblent intéressantes pour les développements de l'électrotechnique "rapide" (petites machines tournantes à grande vitesse).

Perspectives : Nous avons montré que le simple recuit haute température sous hydrogène purifié, sans autre contrôle de l'atmosphère, appliqué à des tôles G.O. conventionnelles relaminées permettait d'accéder à des matériaux à forte perméabilité, saturable à 2T et ne s'échauffant pas à plus de 25 W/kg à 1.9 T (tôles de 40 ou 80 μm). On montre ainsi que tout en conservant de fortes inductions accessibles sans échauffement exagéré, la forte augmentation de perméabilité permettait aussi de conserver des pertes magnétiques dans le voisinage des nouveaux matériaux (jusqu'à un rapport 2 ou 3 à 1.5T). Un meilleur contrôle de l'atmosphère, en particulier par un analyseur de traces d'oxygène, devrait permettre dans l'avenir et en plus de l'optimisation du procédé, d'améliorer encore les performances de ces tôles minces par une meilleure maîtrise de la texture. Ce type de matériau pourrait avoir un bel avenir dans toutes les applications moyenne fréquence où les échauffements ou bien le rendement énergétique ne sont pas le seul paramètre déterminant (tel que le matériel embarqué, où l'on préfère souvent les tôles Fe-Co pour leur capacité à monter très haut en induction associée à de faibles pertes).

2.7/ Conclusions et perspectives métallurgiques

Nous nous étions donnés quelques années pour aborder les procédés de "texturation" des aciers électriques FeSi et FeSiAl en textures finales type {100}. Plusieurs procédés s'appuyant sur divers mécanismes ou combinaison de mécanismes ont été étudiés.

La thèse de M. Mekhiche a confirmé l'aptitude bien connue du laminage croisé à développer une texture {100} lorsqu'il est associé avec de faibles quantités d'aluminium. Bien que les performances magnétiques soient restées modérées du fait de la grande désorientation de la texture, cela a permis de valider un nouveau modèle de comportement magnétique et de réaliser l'intégration complète d'une tôle à texture cubique en électrotechnique, depuis son élaboration, sa caractérisation et modélisation jusqu'à la simulation numérique de dispositifs utilisant cette texture. La démarche complète d'intégration a ainsi pu être réalisée au L.E.G. et permettra ainsi d'évaluer le potentiel de progrès de nouveaux matériaux magnétiques, sans passer (ou en atténuant beaucoup) par la lourde phase des prototypes. Le travail de M. Mekhiche est ainsi bien dans la démarche que je m'étais fixée, et constitue le premier pas vers l'"intégration magnétique" des matériaux en électrotechnique. Cette voie reste à améliorer sensiblement encore, en intégrant l'hystérésis et les phénomènes dynamiques en modélisation (cf Chap. IV).

L'influence du laminage à chaud sur les performances finales est un sujet ouvert depuis des années au laboratoire : pendant longtemps on n'a pu s'expliquer pourquoi un Fe2%Si2%Al produit entièrement industriellement parvenait sans texture à l'état final tandis qu'une même composition d'alliage élaborée entièrement en laboratoire permettait d'accéder à des échantillons très texturés à l'état final. La thèse de C. Talowski, a permis d'expliquer empiriquement ce

comportement, en mettant en avant les rôles bénéfiques de l'absence de recristallisation dynamique et de faible taux de réduction global du laminage à chaud, alors que l'importance des hétérogénéités de déformation à chaud ne semble pas aussi grande lorsque le procédé ne comporte pas de recuit de la bande laminée à chaud. Il semble donc que la texture des alliages FeSiAl obtenue procède plutôt de l'interaction entre la texture majeure de laminage à chaud puis à froid et l'aluminium dans un processus de croissance orientée. L'extrapolation industrielle de ce procédé conduit à des températures de déformation et des épaisseurs initiales de brame impossibles actuellement.

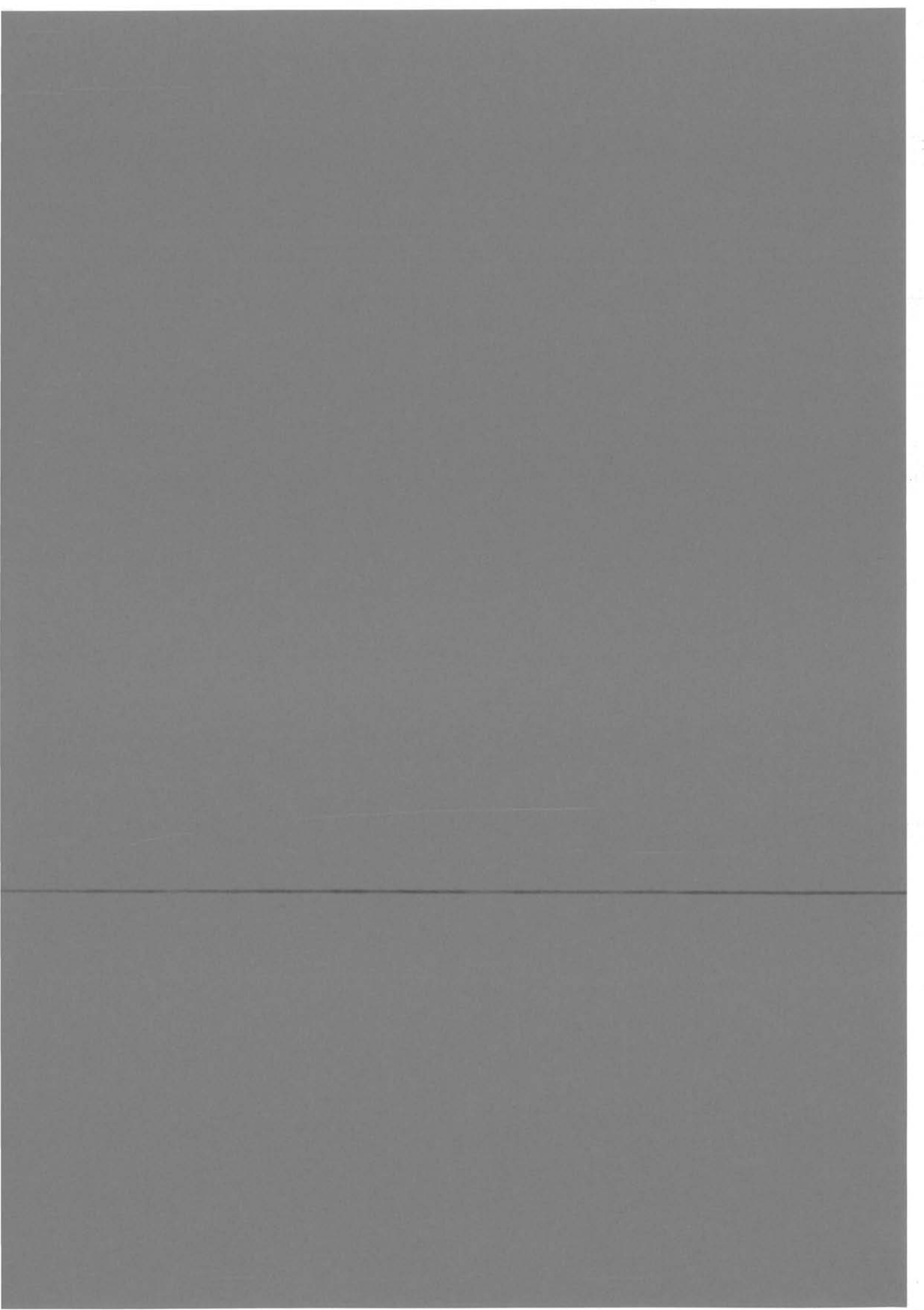
C. Talowski a également montré l'intérêt d'associer recuits à haute température à la fois sur la bande laminée à chaud et sur la tôle à l'état final, dans le cas d'alliages Fe3%Si. Une meilleure compréhension des mécanismes sous-jacents de filiation de texture est indispensable pour améliorer encore les performances, mais ne correspond plus à des recherches métallurgiques autonomes au LEG. On peut expliquer les performances intéressantes obtenues sur le Fe3%Si par la présence des hétérogénéités de déformation à chaud, ce qui ferait pencher vers un processus de nucléation orientée à partir de germes issus des bandes de cisaillement. L'avenir semble être dans cet axe de recherche, en y associant également des inhibiteurs. Cela requiert des moyens importants en caractérisation métallurgique.

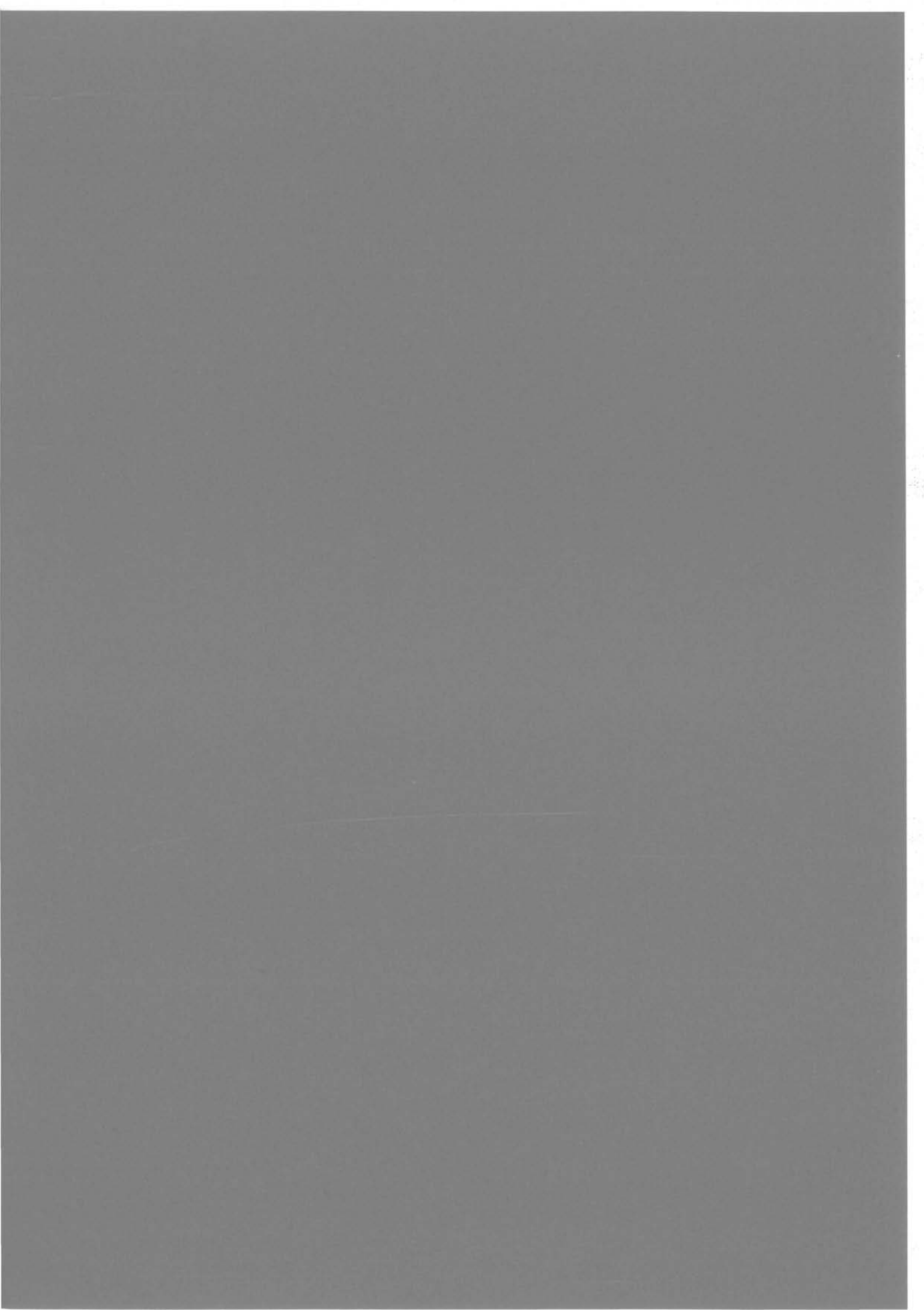
Nous avons également montré avec J.M. Couty que la transformation de phase n'était pas rédhibitoire dans le cas du fer pur. Là encore l'utilisation adéquate du laminage à chaud permet d'améliorer les performances magnétiques finales, et là aussi l'étape de recherche suivante nécessite de forts moyens métallurgiques.

Enfin des tôles minces performantes à haute induction (≥ 1.7 T), 400 Hz et dans principalement 2 directions perpendiculaires du plan de laminage, peuvent être obtenues en 40 et 80 μm d'épaisseur, à partir de tôles G.O. conventionnelles, à condition de bien contrôler les conditions de laminage et de recuit. Au vu de leurs performances magnétiques, ces matériaux semblent dorénavant bien adaptés aux machines tournantes rapides. Les études doivent être approfondies concernant les recristallisations primaire et secondaire, afin de limiter au maximum l'hétérogénéité de la microstructure. Bien que correspondant à de modestes tonnages, ces matériaux à haute valeur ajoutée sont situés notamment dans les secteurs de l'électronique et électrotechnique embarquées (robotique, avionique, automobile, ...) et sont souvent liés à l'électronique de puissance qui se développe progressivement. Cela me paraît donc un secteur sensible et très intéressant qui doit motiver la poursuite des recherches sur ce type de matériau.

Chapitre 2 - références bibliographiques

- [2.1] R.M. Bozorth, H.W. Williams, **US Patent** 2300336 (1942)
- [2.2] J. Quenin, **Thèse** Grenoble, 1985
- [2.3] T. Waeckerlé, **Thèse** Grenoble, 1990
- [2.4] W. R. Hibbard, J.L. Walter, **Belgium Patent** 560 938 (1957)
- [2.5] J.H. Hollomon, **US Patent** 2 940 881 (1960)
- [2.6] D.M. Kohler, M.F. Littmann, **US Patent** 3 130 093 (1964)
- [2.7] J. Harase, R. Shimizu, N. Takahashi, "*Coincidence Grain Boundary and (100)[001] secondary recrystallization in Fe-3%Si*", **Acta Metallurgica**, Vol 98, n°10, p 1849, 1990
- [2.8] J. Harase, "*Effect of Cross Rolling Reduction on the Texture Evolution by Grain Growth in Fe3%Si alloy* ",**Materials Science Forum**, Vol. 94-96, 1992, p 419
- [2.9] J.L. Walter, "*A Mechanism for Secondary Recrystallization in High Purity Silicon Iron*", **Acta Metallurgica**, Vol 7, 1959, p 424
- [2.10] J.L. Walter, C.G. Dunn, "*An effect of impurity atoms on the energy relationship of (100) and (110) surfaces in high purity silicon iron*", **Acta Metallurgica**, Vol 8 , 1960, p497
- [2.11] D.M. Kohler, M.F. Littmann, **US Patent** 3 130 092 (1964)
- [2.12] C. Talowski, "*Contribution à l'amélioration des tôles magnétiques non orientées utilisées en électrotechnique*", **Thèse INPG de Génie Electrique**, Juillet 1996.
- [2.13] Yang Luo et al., "*Role of Nitrogen in grain oriented Si-steel containing Al*", **IEEE Trans. Mag.**,18, 6 (1982) p1493
- [2.14] H. Inagaki, "*The development of Rolling Textures in Low Carbon Steels*", **Texture**, 1 (1972) p129
- [2.15] Hsun Hu, "*A Study on theTexture Formation in Rolled and Annealed Crystals of Silicon Iron*", **Trans. of Mat. Soc. of AIME**, 221 (1961) p130





Chapitre 3

RECHERCHES SUR LA CARACTERISATION DES TOLES MAGNETIQUES : TEXTURE, AIMANTATION ET REVETEMENTS

L'intégration en laboratoire des tôles magnétiques dans la conception et l'analyse du fonctionnement des dispositifs électrotechniques passe nécessairement par une bonne connaissance des propriétés d'usage de ces matériaux. Les spécificités de laboratoire de ces matériaux font qu'il peut être difficile d'accéder à certaines de ces propriétés. C'est le cas des mesures $B-H$ des tôles élaborées au Laboratoire dont la largeur de 4 cm les rend incompatible avec l'utilisation des dispositifs dit "cadres à champs tournants". Il a donc fallu concevoir un nouveau dispositif associant petitesse et détermination des coordonnées de \vec{B} et \vec{H} : c'est ce qui a été fait en collaboration avec Afef Lebouc, au travers des stages de D.E.A. de A. Mérazga puis de F. Ndoudi-Likoho, à propos de mesures en circuit ouvert sur disques de 35 mm de diamètre. J'ai plus particulièrement encadré les aspects de conception du dispositif et de correction des données brutes de mesure.

Par ailleurs, nous avons rappelé au début du chapitre précédent les limitations principales des différentes techniques directes ou indirectes de caractérisation de la texture. Afin de disposer au laboratoire d'une méthode locale de détermination des orientations, nous développons le traitement automatique de l'orientation cristallographique", information contenue dans les figures de corrosion, par les techniques de reconnaissance de forme. Ce nouvel outil de caractérisation a d'abord été étudié par P. Bonnard lors de son stage de D.E.A. "Signal - Image - Parole" en collaboration avec l'Equipe de J. Chehikian au L.T.I.R.F. puis actuellement par J.P. Goglio en thèse dans la même formation. Ma participation à l'encadrement de ces travaux s'est cantonnée à mettre sur pied ce projet interlaboratoire, et d'encadrer "l'environnement" de la reconnaissance de forme des figures de corrosion à savoir cristallographie, métallurgie et microscopie électronique à balayage.

Enfin nous nous sommes également intéressés au cours de la thèse de M.C. Marion-Péra, à relier les caractéristiques physiques des revêtements isolants des tôles magnétiques à leurs propriétés d'usage (résistance d'isolement) et aux conséquences thermiques que l'on peut prévoir en fonctionnement dans les dispositifs électrotechniques. J'ai donc participé à l'encadrement de cette thèse pour les aspects des relations micro/macro (c'est-à-dire relations entre observations en microscopie électronique et grandeurs macroscopiques) et de la "modélisation" thermique, que j'ai poursuivie vers la prise en compte des colonnes de bavures.

3-1/ Mesures d'aimantations \vec{B} - \vec{H} en circuit ouvert

Le dispositif a été mis au point, pour des raisons de facilité expérimentale, dans les situations où \vec{B} et \vec{H} sont parallèles (direction de laminage et direction travers). Il est constitué (voir fig.3.1) de 2 bobines toriques d'excitation, empilées, qui assurent une zone de champ uniforme sur une distance de 40 mm suivant l'axe de révolution des tores. Dans cette zone est placé un équipement mobile (pour tourner l'échantillon ou le charger après chaque série de mesures) où l'échantillon disque de 35 mm de diamètre est glissé de côté par un alésage adéquat, entre 2 bobines de mesure du champ H d'axes perpendiculaires mais contenus dans le plan vectoriel de la tôle. Cet équipement mobile est de plus entouré par 2 bobines de mesures de l'aimantation d'axes également orthogonaux et situés dans le même plan. C'est donc un dispositif de mesure à courant continu, où l'inversion du courant dans les bobines d'excitation génère des flux dans les 4 bobines présentées.

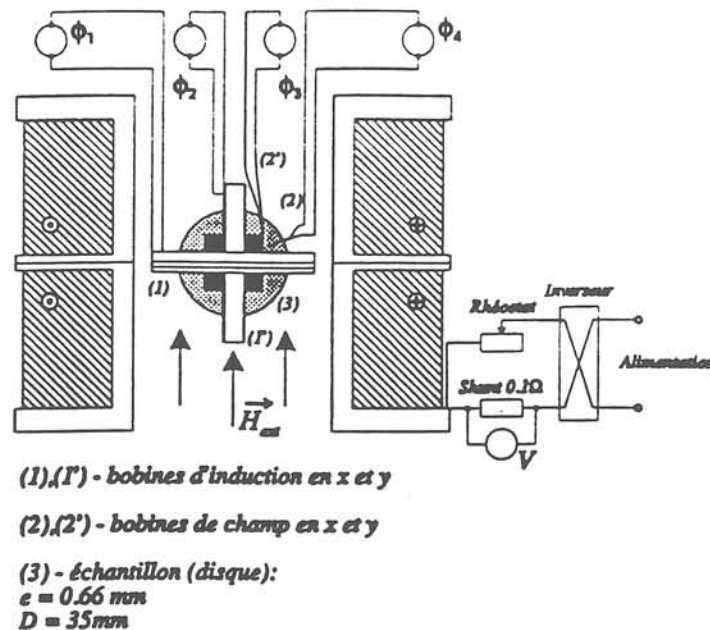


Fig.3.1 : Schéma de principe du dispositif de caractérisation de la loi B-H en circuit ouvert sur disque-échantillon

La principale difficulté de la méthode est liée au circuit ouvert, et s'appelle le champ démagnétisant H_d . Si l'échantillon est assimilé à un ellipsoïde aplati et de révolution, de diamètre $2R$ et d'épaisseur e :

$$H_d = \frac{\pi e}{4\mu_0 R} J \quad (3.1)$$

Dans le cas de tôles de 0.2 à 0.5 mm d'épaisseur, H_d est de l'ordre de 4000 à 12 000 J.

Champ appliqué H_a et aimantation J étant parallèles, le champ magnétique d'équilibre est alors donné par

$$H = H_1 = H_a - H_d = H_a - \frac{\pi e}{4\mu_0 R} J \quad (3.2)$$

Si l'induction est simplement obtenue en corrigeant du champ dans l'air, alors

$$B = B_1 \cong J \cong \frac{\phi_{\text{mes}}^B}{2N_B S_{\text{éch}}} - \mu_0 H_a \frac{S_B - S_{\text{éch}}}{S_{\text{éch}}} \quad (3.3)$$

où N_B , S_B et $S_{\text{éch}}$ sont respectivement le nombre de spires et la section de la bobine de mesure de ϕ_{mes}^B , et la section de l'échantillon.

Pour une induction de 1T par exemple et une tôle d'épaisseur 0,65 mm, on obtiendra $H(\text{en A/m}) = H_a - 11750$. Quelle que soit la tôle magnétique utilisée, 1T est obtenu avec un champ H d'au plus 200 A/m et d'au moins 10 A/m, ce qui conduit dans tous les cas de matériaux à :

$$11760 \leq H_a \leq 11950 \text{ A/m} \quad (3.4) \text{ pour } e=0,65 \text{ mm et } J=1\text{T}$$

Le problème principal est donc que l'on cherche à déterminer précisément le champ magnétique H dans l'échantillon alors que celui-ci vaut 0,02% à 10% du champ appliqué H_a , quelles que soient les épaisseurs (e), et aimantation J choisies dans la plage de champ électrotechnique. Plusieurs méthodes de correction des flux mesurés ϕ_{mes}^H et ϕ_{mes}^B par les bobines ont été étudiées ; la figure 3.2 décrit schématiquement l'équilibre magnétique dans et autour de la tôle, ainsi que la position des bobines de mesure de H et de B dans la seule direction (\vec{H}/\vec{B}) considérée (x).

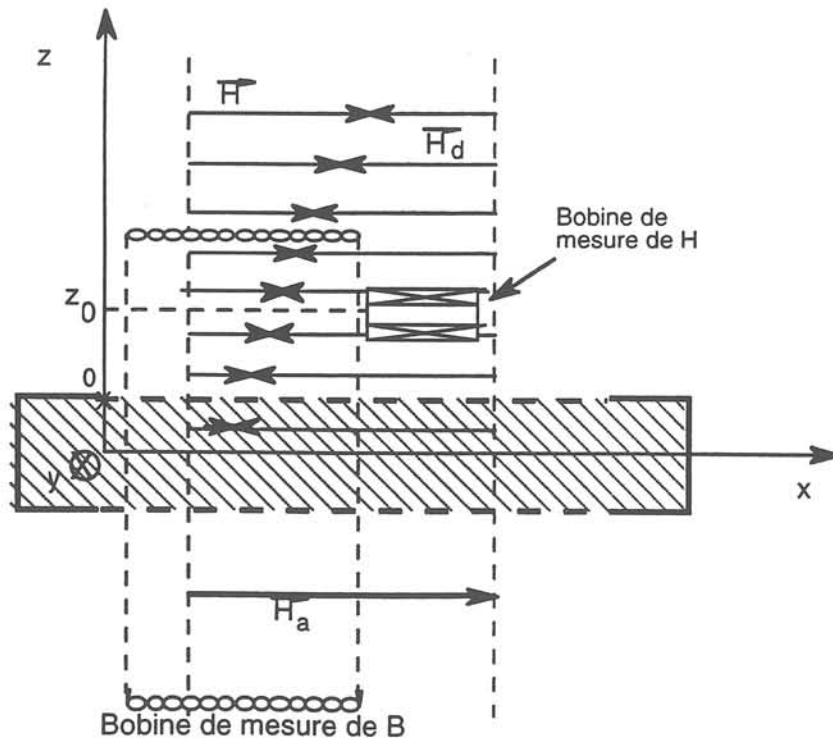


Fig.3.2 : Schéma de principe de la distribution du champ dans le dispositif à circuit ouvert.

- Utilisation de la modélisation et bobines de champ [3]

Une première méthode consiste à modéliser la tôle aimantée à 1,5T (par exemple) comme un simple aimant et à calculer la distribution de H_d dans l'espace : ces résultats de modélisation ont été mis sous forme d'expression analytique $H_d(y,z)$ et ont permis de corriger les flux mesurés dans les bobines selon :

$$H = H_2 = \frac{\phi_{mes}^H}{2N_H S_H} - \frac{\pi e}{4\mu_0 R} f(Z) J \quad (3.5)$$

où $f(Z)$ polynôme de degré 2 issu de $H_d(y,z)$, en supposant négligeable les variations de H_d suivant y dans les bobines de champ. En considérant la figure 3.2, il vient l'expression de B :

$$B = B_2 = \frac{1}{2N_B S_{éch}} \left\{ \phi_{mes}^B - 2N_B (S_B - S_{éch}) \mu_0 H_a - \iint_{\text{bobine de B}} 2N_B \mu_0 H_d(x,y) dx dy \right\} \quad (3.6)$$

- La seule prise en compte du flux de H_a dans l'air des bobines de B modifie considérablement la courbe d'aimantation. Ainsi la courbe $B_0(H_0)$ brute (sans correction) devient $B_1(H_1)$ et ramène l'induction à des niveaux "raisonnables" ($B < B_{saturation}$) (cf fig. 3.3). Cette importance du flux dans l'air était attendue, puisque $\frac{S_{air \text{ dans la bobine B}}}{S_{échantillon}} \cong 10^3 \text{ à } 5 \times 10^4$ compense le rapport

$$\frac{\mu_{échantillon}}{\mu_0} \cong 10^3 \text{ à } 10^4 .$$

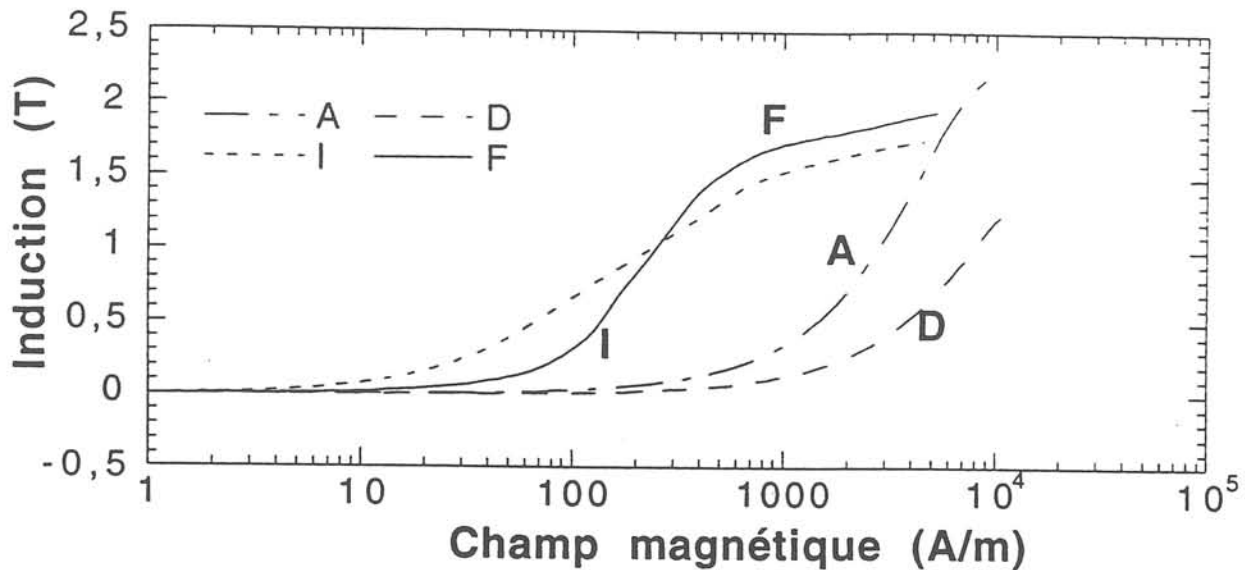


Fig.3.3: Courbes d'aimantation obtenues pour les différentes corrections utilisées :

(A) : mesures B et H brutes sur dispositif en circuit ouvert sans correction du flux dans l'air

(D) : idem A avec correction du flux dans l'air des bobines de mesure

(F) : induction mesurée par bobinage plaqué à même le diamètre de l'échantillon-disque; champ extrapolé en surface à partir des mesures par sonde à effet Hall suivant l'axe de révolution de l'échantillon.

(I) : mesures sur cadre Epstein conventionnel

La correction par le seul 2ème terme de (3.6) s'avère même trop forte et montre que toute la formule de correction (3.6) doit être prise en compte. On obtient alors la courbe $B_2(H_2)$ plus conforme à la réalité, quoique encore éloignée. Ce désaccord latent est sans aucun doute lié à l'évaluation beaucoup trop grossière de $H_d(x,y)$ par une modélisation par éléments finis d'un disque aimanté à 1,5T très aplati.

- Sonde à effet Hall et bobine de B plaquée sur échantillon [3.2]

Une caractérisation plus fine est obtenue d'une part par des mesures de champ en $x=y=0$ à différentes hauteurs z au moyen d'une sonde à effet Hall, et d'autre part par des mesures d'aimantation au moyen d'enroulements exécutés directement sur la section totale ou partielle (en ce cas perçage nécessaire de 2 trous sur le diamètre) de l'échantillon-disque.

L'évolution de H suivant Oz , déterminée avec une assez bonne répétabilité (moins de 5%), apparaît d'autant plus concave que l'on se rapproche de la surface du métal. Si l'évolution $H(z)$ est supposée linéaire, l'extrapolation de H en $z=0$ conduit à un champ en surface $H_s^{ext.}$ ($z=0$) beaucoup plus proche des mesures au cadre Epstein que précédemment (fig. 3.3).

Par ailleurs, les mesures d'aimantation sur des sections partielles de largeur $2y$ (mais toujours centrées sur $x=y=0$) de l'échantillon montrent que la valeur de J diminue lorsque la largeur de la bobine de mesure augmente. Les différences d'aimantation 2 à 2 entre bobines de mesure de largeur voisine permettent d'attribuer une aimantation à chaque "tranche" de tôle située entre les 2 bobines de mesure considérées. Cette décroissance de l'aimantation des "tranches" de tôle lorsque y augmente (cas où H_a est appliqué suivant x) est une bonne image du processus d'aimantation de la tôle en circuit ouvert (fig.3.4).

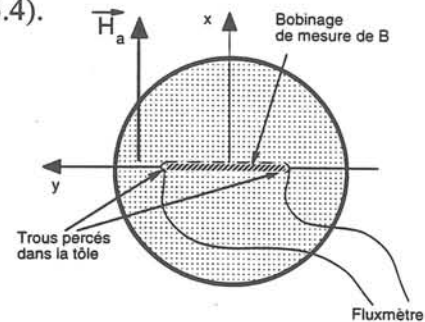
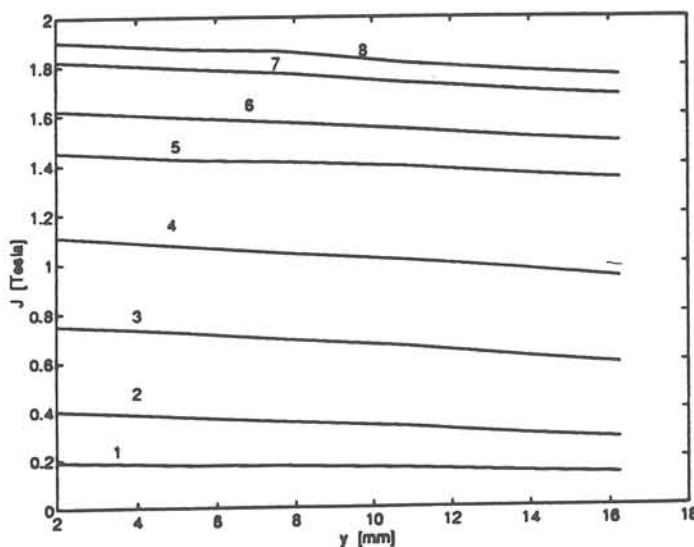


Fig.3.4 : Evolution de l'aimantation locale dans le disque suivant la position y diamétrale (cf principe de mesure) pour différentes amplitudes du champ appliqué extérieur : 1 pour 2410 A/m, 2 pour 4820 A/m, 3 pour 9640 A/m, 4 pour 14460 A/m, 5 pour 19280 A/m, 6 pour 21690 A/m, 7 pour 26510 A/m et 8 pour 28920 A/m

Conclusions et perspectives : Les différentes voies explorées par M. Mèrazza puis F. Ndoudi-Likoho pour prendre en compte et décrire le processus d'aimantation d'un disque en

circuit ouvert montrent qu'un bobinage de mesure de l'induction (ordre de grandeur : 10 spires suffisent) directement contre la surface du disque ne peut être évité du fait de l'importance du flux dans l'air de la bobine. D'autre part, une mesure précise du champ à l'aplomb du centre de l'échantillon pour différentes altitudes et différents niveaux d'aimantation permettrait de déterminer les formules d'interpolation en surface les mieux adaptées pour chaque classe de matériaux. Outre les sondes à effet Hall, les bobines de mesure du champ peuvent être envisagées comme mesure de $\int_{\text{bobine}} H(z)dz$ à condition que l'emplacement et la géométrie de la

bobine soient rigoureusement bien contrôlés. L'extension à des mesures bidimensionnelles, hormis la complication pratique, ne saurait engendrer d'autres problèmes d'exploitation des mesures en courant continu puisque ce qui a été traité en unidimensionnel conserve un caractère de généralité. Il semble ainsi possible de concevoir un dispositif de mesure d'aimantation bidimensionnelle en circuit ouvert et courant continu, donnant accès à des mesures comparatives B-H d'échantillons élaborés au laboratoire. Ce dispositif ne peut évidemment prétendre à la précision des dispositifs en circuit fermé, mais est-il suffisant pour comparer des tôles entre-elles. Toutes ces conclusions doivent être validées par d'autres études de matériaux connus afin de dégager une systématique des mesures et de leur exploitation et de pouvoir proposer cet instrument comme outil de contrôle.

3.2/ Des figures de corrosion à la texture

A côté des méthodes directes statistiques (cf § 2-1) basées sur la diffraction (RX, neutrons) et permettant d'accéder à la Fonction de Distribution des Orientations Cristallines (FDOC), les méthodes directes locales intéressent beaucoup le métallurgiste puisqu'elles permettent d'accéder à la fois à l'information microstructurale (orientation, taille, forme, phase du grain et de ses proches voisins) locale et a fortiori à l'information statistique. De telles techniques d'investigation existent déjà et sont basées sur la micro diffraction de RX (lignes de Kossel) ou les interactions quasi élastiques des électrons rétrodiffusés (lignes de Kikuchi). Ces 2 méthodes sont liées à l'utilisation de la diffusion et diffraction des électrons par le cristal, en microscopie électronique à balayage (MEB). La diffraction électronique en transmission (microscopie électronique en transmission MET) sur lames minces est utilisée depuis longtemps, possède une résolution de l'ordre de l'Å et permet d'indexer cristallographiquement l'orientation du cristal tout autant que d'étudier précisément la morphologie et la nature de la microstructure (phase, défauts, ...). En revanche cette technique est très lourde, longue et ne permet que l'exploitation à chaque échantillon de quelques micromètres carrés de surface. Les méthodes locales se concentrent actuellement surtout sur l'EBSD, basée sur les lignes de diffraction de Kikuchi, méthode développée et utilisée dans les grands centres métallurgiques. L'EBSD nécessite un équipement assez coûteux (1 à 1,5 MF) qui outre un MEB avec grande chambre comprend une caméra faible luminosité, un écran de tracé des lignes de Kikuchi, et le

nécessaire au traitement informatique et à l'automatisation des mesures. Quoique cette technique ait des limitations vers les petites tailles de grain ou les zones très déformées, elle bénéficie de gros avantages que sont la précision dans la détermination des orientations cristallographiques ($< 0,5-1$ degré), l'automatisation des mesures et la possibilité d'avoir des images du matériau indexées cristallographiquement.

Il est clair qu'un tel moyen d'investigation est l'outil quasi-idéal pour étudier la formation et la transformation des textures. Grenoble n'ayant pas de laboratoire de métallurgie suffisamment intéressé à l'acquisition de cet équipement dit "mi-lourd", j'ai pensé que c'était là l'occasion de développer un nouvel outil, basé sur des compétences se trouvant à Grenoble et apte éventuellement à concurrencer l'EBSD pour certaines applications. Cette nouvelle technique est basée sur le fait expérimental suivant : l'attaque chimique d'un acier ferritique (rigoureusement poli) par une solution d'acide fluorhydrique et d'eau oxygénée creuse ponctuellement le métal suivant les plans $\{100\}$ du cristal. Ainsi une vue de dessus permet de distinguer les "empreintes" de la maille cristalline sur la surface du métal et chaque empreinte (taille de l'ordre du μm à la dizaine de μm) caractérise de façon non équivoque l'orientation de cette maille dans le repère de la tôle (directions de laminage DL, travers DT et normale DN). La connaissance des angles θ_1, θ_2 et θ_3 de l'empreinte et d'un angle de référence α_1 suffit à déterminer (fig.3.5) l'orientation $(h\ k\ l)$ $[u\ v\ w]$ du cristal dans le repère ($X=DL$, $Y=DT$, $Z=DN$) :

cas général avec $\theta_1 \neq 0, \theta_2 \neq 0, \theta_3 \neq 0$

$$\begin{cases} \frac{1}{h} = \sqrt{\text{tg}(\theta_1) \cdot \text{tg}(\theta_3)} & (3.7.a) \\ \frac{1}{k} = \sqrt{\text{tg}(\theta_1) \cdot \text{tg}(\theta_2)} & (3.7.b) \\ \frac{1}{l} = \sqrt{\text{tg}(\theta_2) \cdot \text{tg}(\theta_3)} & (3.7.c) \end{cases} \quad \begin{cases} u = \cos(\alpha_1) \cdot \sqrt{k^2 + l^2} & (3.7.d) \\ v = \cos(\alpha_1 + \theta_1) \cdot \sqrt{h^2 + l^2} & (3.7.e) \\ w = \cos(\alpha_1 + \theta_1 + \theta_2) \cdot \sqrt{h^2 + k^2} & (3.7.f) \end{cases}$$

Si l'un des angles θ est nul (orientation de type $\{hk0\}$ où une direction $\langle 100 \rangle$ est contenue dans le plan XY), la mesure de 2 segments de droite (a et b) doit être utilisée à la place des angles internes θ_i . Dans le cas par exemple où $l=0$ on obtient :

$$\frac{h}{k} = \frac{a}{b} \quad (3.8.a)$$

$$u = -\frac{\text{tg}\alpha_1}{h} \quad (3.8.b)$$

$$v = -\frac{\text{tg}\alpha_1}{k} \quad (3.8.c)$$

$$w = 1 \quad (3.8.d)$$

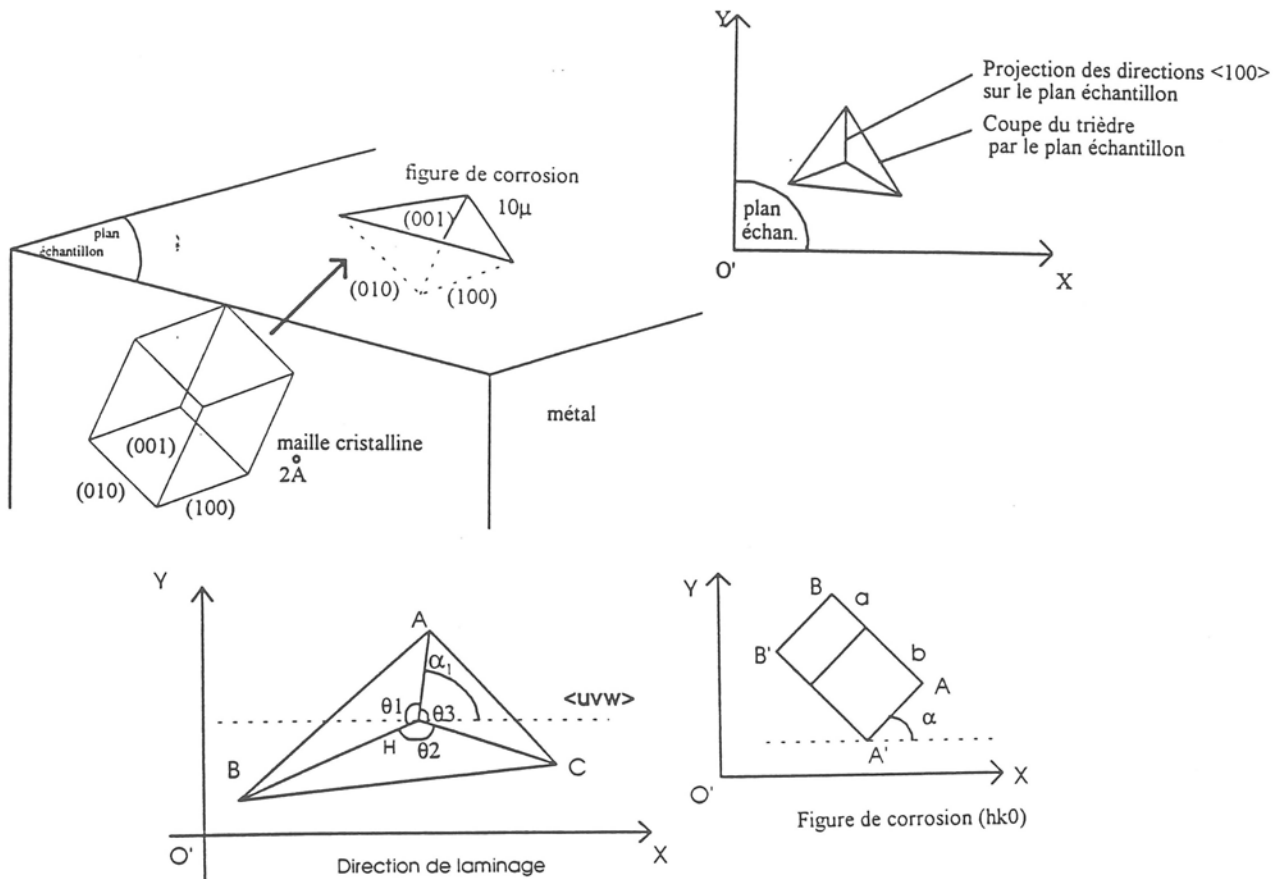


Fig.3.5 : De la figure de corrosion à l'orientation cristallographique (schéma de principe)

A partir des relations (3.7) et (3.8), P. Bonnard a créé un outil logiciel permettant de décrire "manuellement" (à la souris sur l'écran d'ordinateur) et dans l'ordre trigonométrique les directions θ_i ($i=1$ à 3). Chaque photo d'empreinte, numérisée et visualisée sur l'écran, peut ainsi être traitée instantanément dès que l'oeil a pu déterminer les directions θ_i . Cela constitue la première étape indispensable vers la reconnaissance intelligente des textures.

Le but fixé sur la base des propriétés remarquables de ces figures de corrosion est de concevoir une analyse la plus intelligente et autonome possible de ces objets, dans une perspective d'automatisation des mesures d'orientations cristallographiques. J.M. Bouché a utilisé les réseaux de neurones (les réseaux de Cohonen) pour classifier toute image d'orientation quelconque par référence à une série de cas type d'orientation bien connu (étape "d'apprentissage" préalable) et au moyen de règle de sélection [3.3]. On peut espérer, il semble, de bons résultats par cette méthode testée très partiellement jusqu'à maintenant, à condition de disposer de figures d'apprentissage et de figures inconnues irréprochables de par la qualité, la forme et la précision des contours. Comme tout pixel de l'image est traité sans discernement,

qu'il provienne d'un artefact, de surbrillances, d'autres objets accolés, de poussières ou inclusions à la surface du métal, d'arrondi d'angle, de rupture de facettage des plans $\{100\}$... on se rend compte que cette technique est fragile vis à vis de la réalité expérimentale. Il est donc indispensable, d'utiliser une technique "intelligente" du traitement de l'image vers la seule information microstructurale, sans être trop sensible à la perfection de l'image. Les techniques de reconnaissance de forme le permettent.

La deuxième étape consiste à stocker un lot d'images numérisées (et éventuellement indicées spatialement) à partir d'une tôle attaquée chimiquement et caractérisée au MEB. Ces images servent ensuite à mettre au point la technique de reconnaissance de forme. Nous ne précisons pas toutes les études et résultats intermédiaires obtenus, les compétences en l'occurrence étant au L.T.I.R.F.. P. Bonnard a choisi [3.4] comme méthode l'histogramme de l'argument du gradient restreint aux points des arêtes : le gradient vectoriel associé aux arêtes permet de bien définir celles-ci tout en conservant leur orientation tandis que l'exploitation statistiques de l'ensemble des figures de corrosion d'une image tend à affiner la détermination de l'orientation cristallographique au travers de la détection des 3 (voir 2) pics de l'histogramme. L'étude des interférences amenées dans le traitement par le bruit, les arêtes externes, les arêtes internes insuffisamment marquées a amené P. Bonnard à choisir le traitement automatique suivant (fig.3.6 et 3.7) de l'image brute :

- Chapeau haut de forme (élimination des lignes de gradient dues uniquement à la différence de 2 zones de niveaux de gris différents (i.e. les arêtes externes),
- filtrage passe-bas (élimination du bruit),
- calcul du gradient (positions des arêtes internes dans le repère de la tôle),
- ligne de crête (précise les arêtes),
- seuillage par hystérésis (élimination de nombreuses tâches et artefact),
- établissement de l'histogramme de l'argument du gradient et détection des pics de l'histogramme.

Conclusions et perspectives : Nous disposons depuis 1 an d'un logiciel de traitement de toute image numérisée de figures de corrosion (venant d'un MEB, de microscopie optique, ...) soit en mode semi-automatique par les techniques de traitement d'image (excepté pour les cas proches aux identiques à $\{hk0\}$ avec une précision de 1 à 5° (évaluation) soit en mode "manuel" avec la description à la souris des directions projetées des arêtes $\langle 100 \rangle$.

On constate en effet que le traitement devient peu fiable lorsque les orientations se rapprochent de $\{hk0\}$, car la contribution à l'histogramme d'une arête très petite devient trop faible pour que le pic soit décelable. Comme au premier stade du traitement, ces cas extrêmes $\{hk0\}$ ne peuvent être résolus que par segmentation des arêtes afin d'en tirer les mesures algébriques après reconnaissance des formes décrites par les segments. C'est le travail que conduit actuellement J.P. Goglio en thèse au L.T.I.R.F.

Dans la version semi-automatique, outre le cas (hk0) non traité automatiquement, on est obligé de faire un traitement différé de chaque image stockée ; la taille-mémoire de chaque image à 254 niveaux de gris est comprise suivant la dimension retenue entre 100 Ko et 500 Ko ; le stockage d'une centaine de fichier-image nécessiterait jusqu'à 50 Mo. On comprendra que les chercheurs du L.T.I.R.F. aient choisi de reprendre le problème à la base, en implantant spécifiquement des algorithmes de traitement d'image visant à segmenter et épurer les images brutes avant de remonter à l'orientation cristallographique. J.P. Goglio, met bien en évidence qu'une partie des problèmes rencontrés est liée uniquement au contrôle de l'attaque chimique, au bon réglage du microscope électronique et à la bonne qualité de l'acquisition numérique de l'image. Cela donne les directions de perfectionnement de la technique pour son développement futur.

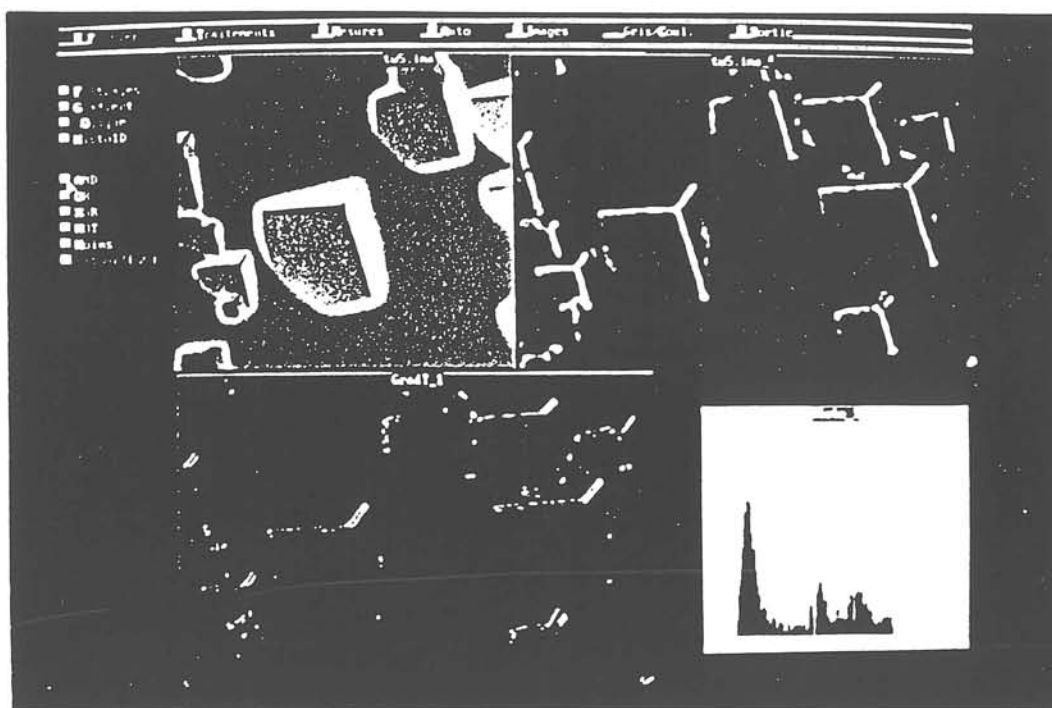


Fig.3.6 : Différentes étapes du traitement automatique d'une figure de corrosion

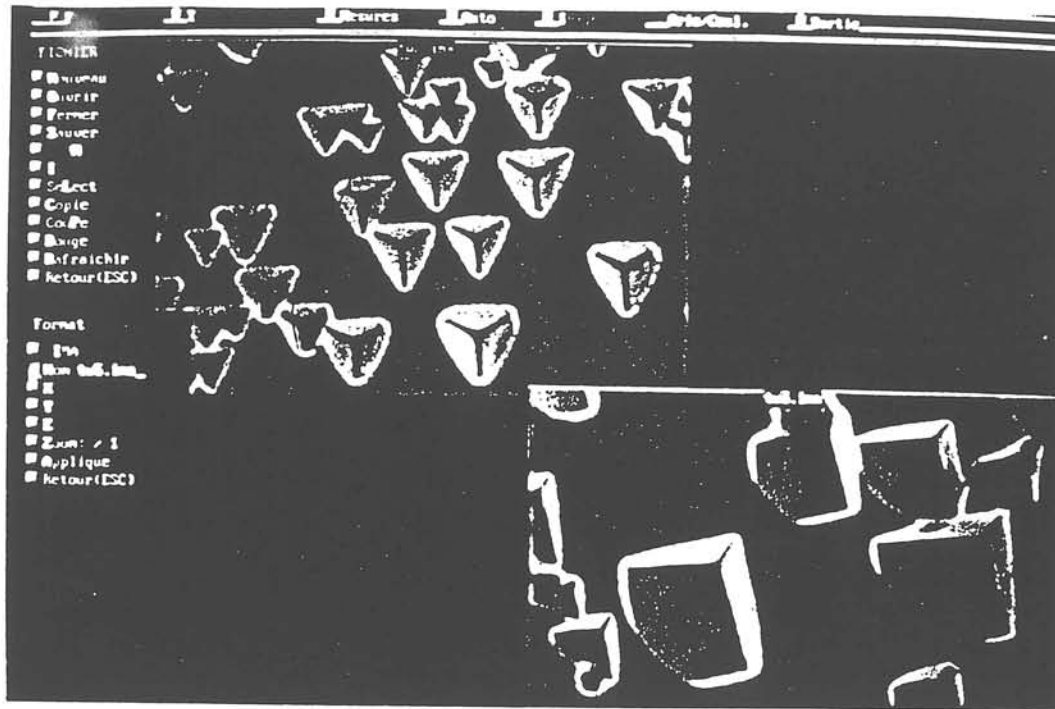


Fig. 3.7 : Photos de figures de corrosion sur alliages Fe3%Si, stockées numériquement à partir d'un microscope électronique à balayage

3.3/ Importance du revêtement dans le vieillissement d'un dispositif électrotechnique

Il serait aberrant d'un côté de se battre pour perfectionner la texture, augmenter la perméabilité ce qui a pour effet notamment de diminuer les pertes magnétiques et donc les échauffements du stator, et d'un autre côté de négliger la qualité de l'isolation électrique qui pourrait à elle seule largement contrebalancer la diminution de pertes obtenues par le biais de la texture. Ainsi l'intégration des tôles magnétiques en électrotechnique passe aussi par une bonne connaissance des revêtements et de leurs caractéristiques physiques et macroscopiques d'isolation. Elles sont nécessaires à l'évaluation quantitative du rôle du revêtement dans le régime thermique à long terme, c'est-à-dire le vieillissement de la machine.

C'est avec le soutien de la Région Rhône Alpes que P. Brissonneau a impulsé les recherches visant à évaluer, analyser voire modifier les principaux systèmes de caractérisation des revêtements. M.C. Marion-Péra a montré dans sa thèse [3.5] que le problème majeur des 2 principaux dispositifs (système Franklin à n électrodes et pince B.S.E.) était l'irrégularité locale des mesures dont on pouvait s'affranchir par un traitement statistique fait à partir de n électrodes sur p zones différentes. Les grandeurs moyennes n'étant pas suffisamment représentatives du comportement, c'est bien évidemment des représentations statistiques (histogrammes, fréquences cumulées) qui illustrent le mieux le comportement d'un revêtement

[P17]. On observe généralement une bonne corrélation entre les distributions d'épaisseur et de résistance d'isolement d'un revêtement, mais la caractérisation par zone et par face de tôle peut montrer une assez grande dispersion des caractéristiques d'isolement en fonction de la zone explorée. Si on ajoute, dans le cas des revêtements composites (organo-minéraux) que 2 revêtements classés identiquement par la norme peuvent montrer des comportements (ohmique, tenue à la pression ...) tout-à-fait différents (fig.3.7), on comprendra la nécessité d'approfondir la connaissance du revêtement par des moyens d'investigation plus localisés tels que profil de surface et surtout microscopie électronique à balayage. C'est ce que j'ai engagé avec M.C. Marion-Péra, avant d'évaluer les conséquences thermiques de chaque type de revêtement sur l'évolution d'une machine.

Outre la grande dispersion d'isolation qui peut se cacher derrière un même label de norme, le revêtement se caractérise par d'autres propriétés d'usage (découpabilité, soudabilité, performances mécaniques, tenue à chaud, adhésion, inertie chimique ...) qui obligent le fabricant de revêtement à modifier à la demande les caractéristiques physiochimiques du revêtement.

Dans le cas des tôles G.O., M-C. Marion-Péra a montré que le comportement électrique était très reproductible d'une zone à une autre. Le niveau d'isolation y étant de plus très élevé, les pertes interlaminaires sont très faibles et ne peuvent pas constituer de source sérieuse d'échauffement, puisque ces revêtements sont quasiment insensibles à la pression et à la température. Le vieillissement d'un transformateur ne viendra donc pas des revêtements.

Le cas des machines tournantes est très différent. L'étude au MEB de différents revêtements organiques montre qu'au premier ordre l'épaisseur du revêtement dicte le niveau d'isolation, et qu'à partir de 4 μm d'épaisseur aucun danger n'est à craindre pour les pressions habituelles de serrage et à température ambiante. L'étude de revêtements organiques relie sans ambiguïté l'étalement des distributions de résistance d'isolement et d'épaisseur des premiers à la présence de protubérances de fer, de défauts de vernis localisés, et surtout à la présence d'ondulations de niveau du fer et d'épaisseur du vernis (imputables respectivement aux rouleaux de laminage et au procédé d'induction). En outre, un inconvénient des vernis organiques est sa grande fragilité, qui lui permet d'être très facilement rayé affectant localement son isolation.

Le cas des revêtements organominéraux est très révélateur, comme nous l'avons déjà souligné, des grandes différences de comportement que l'on peut rencontrer dans une même classe de revêtement. Nous avons étudié [P16] 2 revêtements A et B provenant de deux fournisseurs différents, mais présentant strictement la même distribution d'épaisseur. Le rapprochement des histogrammes de courants individuels des clichés de MEB en électrons secondaires montre clairement que la distribution statistique des courants individuels (comportement électrique-macroscopique de l'isolant) est totalement liée et expliquée par les caractéristiques microstructurales du revêtement. Ainsi le revêtement A présente très nettement

la meilleure isolation électrique des 2 revêtements examinés : ce niveau de performances s'explique par la présence de grosses charges minérales (aluminosilicates) de taille environ 2 μm enrobées d'un liant organique sur sous couche de phosphore. La taille de ces charges assure un espacement minimum entre 2 tôles voisines empilées, à condition que la répartition des charges soit homogène. Ce n'est malheureusement pas le cas du revêtement B comme le souligne la distribution hétérogène des amas blancs (charges minérales), ce qui est entièrement cohérent avec la très large distribution de courants de l'histogramme (cf figure 3.8). Par contraste le revêtement B présente un comportement électrique beaucoup plus homogène, où la dispersion de la distribution semble principalement réglée par l'état de surface du substrat (rugosité et empreintes des rouleaux de laminage). Les charges minérales étant ici largement submicronique, c'est l'épaisseur moyenne seule du liant organique qui impose le niveau d'isolation. Ainsi une épaisseur caractéristique de 2 μm (taille des charges) associée à une distribution hétérogène dans le cas A vis-à-vis d'une épaisseur moyenne caractéristique de vernis de 1,3 μm dans le cas B suffit à résumer schématiquement et expliquer les grandes différences de comportement électrique de ces 2 revêtements.

A ce stade, il convient d'évaluer les conséquences thermiques des revêtements caractérisés par leurs distributions de courants individuels (par électrode). M.C. Marion-Péra a proposé pour le calcul des pertes P interlaminaires (courants induits entre tôles dus aux défauts d'isolement) une extension statistique du modèle de Hörcher :

$$P = \frac{\pi^2}{6d} f^2 B^2 a^2 e \sum_{i=1}^n \frac{\lambda_i}{R_i} \quad (3.9)$$

où f, B, a, d et e sont respectivement la fréquence, l'induction crête, la largeur, la masse volumique et l'épaisseur des tôles. P est la somme des contributions de chacune des n résistances R_i constituant l'histogramme caractéristique du revêtement et λ_i est le nombre de résistance R_i par mètre carré de tôle. Les caractéristiques $\frac{\lambda_i}{R_i}$ sont approchées par les classes de la distribution des courants individuels. Si on ramène ces pertes interlaminaires P à la somme d'un terme source q_2 dû à la plus grande partie (90 %) des résistances de la distribution (suffisamment nombreuses et rapprochées pour que la source soit supposée homogène) et à un terme q_3 regroupant les 10% des valeurs de résistance les plus faibles de la distribution et susceptibles de provoquer des échauffements localisés importants. Le terme q_3 est alors assimilé à une fonction périodique de l'espace dont la période est dictée par la densité surfacique de points chauds. Il suffit alors de résoudre (en se ramenant par symétrie à un problème thermique unidimensionnel selon x la chaleur se propageant essentiellement dans le plan de chaque tôle) l'équation de la diffusion avec source :

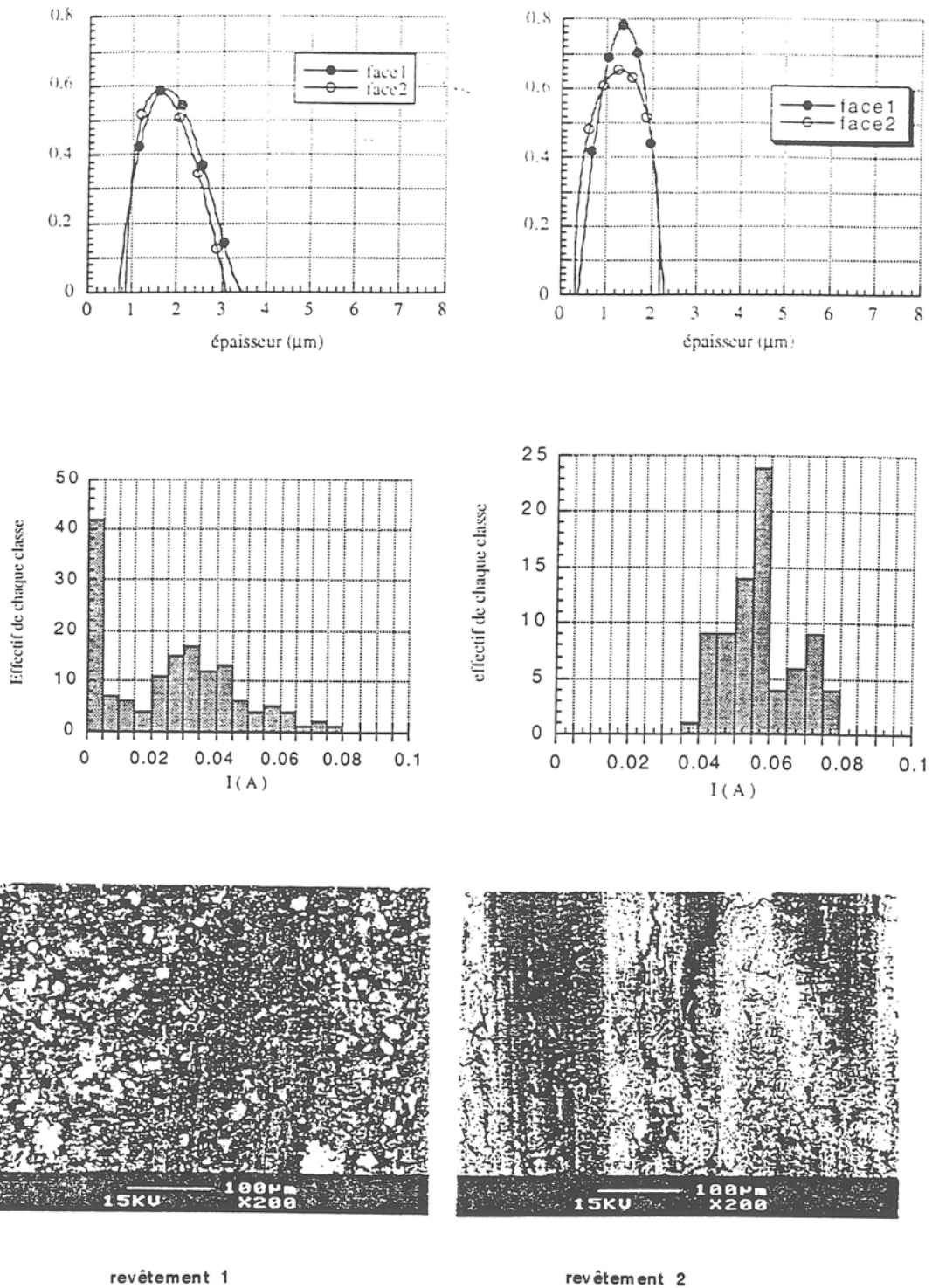


Fig.3.8 : Probabilités d'épaisseur et de courants individuels (caractérisation du banc Franklin) pour 2 revêtements organo-minéraux d'origines différentes, sur les 2 faces. Les figures du bas correspondent aux clichés en microscopie électronique à balayage et mode topographie (électrons secondaires) des zones de surface caractéristiques de ces 2 revêtements

$$K \frac{d^2 T}{dx^2} + q_1 + q_2 + q_3(x) = 0 \quad (3.10)$$

avec $T\left(\frac{a}{2}\right) = T\left(-\frac{a}{2}\right) = T_0 \quad (3.11)$

où K est la conductivité thermique du fer, q_1 les pertes magnétiques intralaminaires "classiques" et T_0 la température ambiante. Le terme q_3 étant décomposé en série de Fourier, on montre alors que les hypothétiques points chauds liés aux faibles résistances de la distribution sont suffisamment rapprochés pour qu'ils puissent être aussi considérés comme homogènes, en très bonne approximation (les oscillations de température calculées ne dépassent pas quelques millidegrés en amplitude). On obtient par exemple dans le cas d'un revêtement organominéral, une décomposition des pertes magnétiques totales P_T en :

$$q_1 = 23 \text{ kW/m}^3, q_2 = 6 \text{ kW/m}^3, q_{3\text{max}} = 1,5 \text{ kW/m}^3$$

L'ensemble des pertes interlaminaires représentent donc 1/4 des pertes fer totales, et les 10% plus fortes résistances représentent 20% des pertes interlaminaires. La condition au limite (3.11) correspond pratiquement au refroidissement des lieux $x = \pm a$ par un circuit de refroidissement qui parvient à stabiliser la température à T_0 . Avec cette condition et la règle de symétrie de $T(x)$ par rapport à $x=0$, l'écart maximal de température ΔT par rapport à T_0 vaut

$$\Delta T = \frac{3a^2 q_2}{5K} \quad (3.12)$$

dans le cas du revêtement organominéral, soit environ 80-100°C pour une distance caractéristique "a" entre lieux de passage d'un liquide de refroidissement ($a = 80 \text{ cm}$) et une conductibilité thermique de 27 W/m°C dans le plan des tôles. En accord avec les conclusions précédentes concernant la décomposition thermique des sources, l'étude comparée des différents modèles d'évaluation des pertes interlaminaires montre que dans tous les cas de revêtement organominéral les pertes interlaminaires calculées par le modèle statistique (relation 3.9) peuvent être suffisamment bien approchées par le modèle "moyen" :

$$P = \frac{\pi^2 f^2 B^2 e a^2}{6 \langle R \rangle d} \text{ (en W/kg)} \quad (3.13)$$

où $\langle R \rangle$ est ici la valeur moyenne de la distribution des résistances mesurées expérimentalement. M.C. Marion-Péra a montré également que la présence d'une colonne de bavure perpendiculaire au plan des tôles et traversant tout l'empilement (bavures liées par exemple au perçage du paquet de tôles de part en part pour y installer des tirants) multipliait par 4 les pertes interlaminaires. Outre les pertes interlaminaires habituelles, la présence d'une colonne de bavure en $x=0$ provoque donc d'une part **des pertes interlaminaires homogènes en volume** et égales à $4P$, et d'autre part, des pertes "intracolonnaires" localisées P_{ic} générées (fig.3.9) par les variations de flux magnétique à l'intérieur de la colonne de bavure. Dans le cas d'un matériau non-orienté à faible texture mais bien recristallisé, ces pertes valent déjà 4 à 5 fois les pertes "classiques" calculées par les seules équations de Maxwell avec une perméabilité constante et anhystérétique μ et une excitation sinusoïdale ; les bavures sont par nature des zones fortement écrouies, ayant pour principal effet de durcir mécaniquement mais aussi magnétiquement le métal. Par suite le "frottement" des parois de Bloch sur les obstacles qui se sont multipliés

(dislocations) augmente sensiblement, entraînant une forte augmentation des pertes par hystérésis et donc par excès ; je pose en conséquence que les pertes réelles dans les bavures valent très grossièrement 2 fois plus que les pertes du matériau recristallisé, soit donc dans un rapport $\alpha=10$ par rapport aux pertes "classiques" lesquelles sont données par :

$$W(\text{en W/m}^3) = \frac{\pi^2 B^2 e^2 \sigma f^2}{6} \quad (3.14) \quad \text{si} \quad e \ll \delta = \frac{1}{\sqrt{\pi \mu \sigma f}}$$

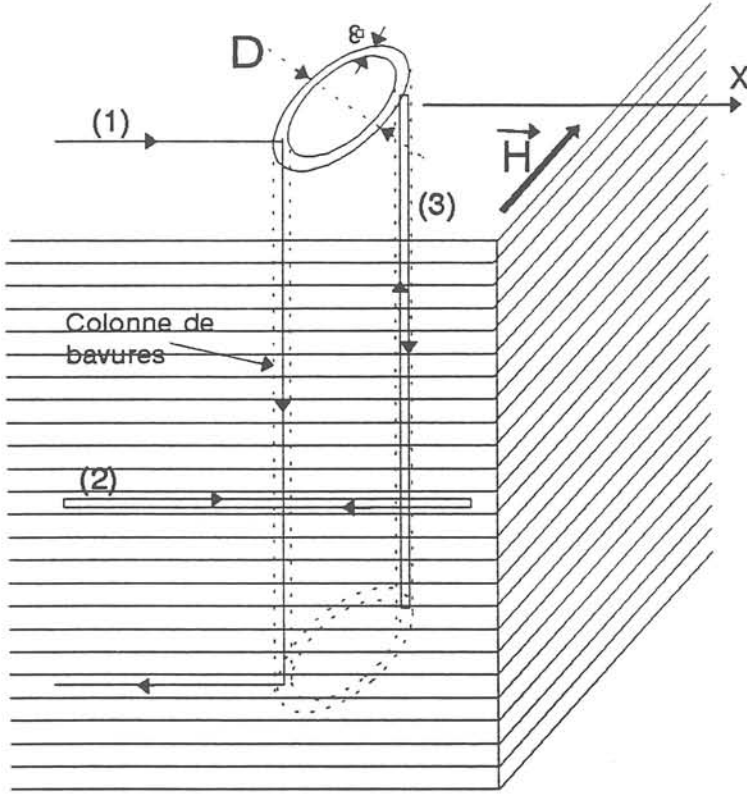


Fig.3.9 : Schéma d'une colonne annulaire de bavures liées au perçage d'un empilement de tôles pour y passer un tirant. Trois types de courants induits peuvent y être décrits : (1) courants induits interlaminaires (défauts d'isolement / colonne de bavure) - (2) courants induits intralaminaires (pertes magnétiques conventionnelles) - (3) courants induits "intracolonnaires" (pertes magnétiques propres à la colonne de bavures)

où δ est l'épaisseur de peau du matériau, à une fréquence f et pour une conductivité électrique σ . Pour le calcul on ramène la colonne de bavure cylindrique de diamètre D et épaisseur ϵ , à 2 colonnes à base rectangulaire (D, ϵ) séparées adiabatiquement l'une de l'autre, avec $D \gg \epsilon$ et la largeur D étant alignée suivant la direction du champ appliqué (cf fig.3.8) ; le problème se ramène alors à celui de la diffusion magnétique dans une plaque mince de largeur et de longueur suffisamment grandes devant l'épaisseur pour que l'on puisse appliquer (3.14), soit :

$$P_{ic}(\text{en W/m}^3) = \frac{\alpha \pi^2 \hat{B}^2 \epsilon^2 \sigma f^2}{6} \quad (3.15)$$

En remplaçant la condition de symétrie (ou d'adiabaticité) en

$$x = 0 \text{ par } -k S \left(\frac{dT}{dx} \right)_{x=0} = \epsilon S P_{ic} \quad (3.16)$$

où S section de passage du flux thermique perpendiculaire à x , on obtient à nouveau un profil parabolique de $T(x)$ entre la colonne de bavure ($x=0$) et la colonne de refroidissement $\left(x = \frac{a}{2} \right)$:

$$T(x) = T_0 + \frac{\alpha \epsilon W}{k} \left(\frac{a}{2} - x \right) + \left(\frac{a^2/4 - x^2}{2k} \right) (q_1 + 4P) \quad (3.17)$$

Soit une élévation maximale de température ΔT_{\max} au niveau des bavures :

$$\Delta T_{\max} = \frac{a}{k} \left(\frac{aq_1}{8} + \gamma \left[\frac{ea^3}{\langle R \rangle} + \alpha \sigma \epsilon^3 \right] \right) \quad (3.18) \quad \text{avec} \quad \gamma = \frac{\pi^2 B^2 f^2}{12}$$

Gardons l'exemple très représentatif d'une tôle N.O. ($e=0,35$ mm) générant des pertes de 3 W/kg à $f=50$ Hz et pour une induction crête B de 1.5T, isolée par un revêtement organominéral dans une grosse machine tournante ($a = 0,8$ m) :

$$\Delta T_{\max} = 69 + \frac{0,025}{\langle R \rangle} + 277 \times 10^7 \epsilon^3 \quad (3.19)$$

Si on dispose du revêtement A à grosses charges minérales ($2 \mu\text{m}$), il vient $\langle R \rangle \approx 10 \Omega\text{cm}^2$ soit une augmentation de 25°C due au deuxième terme interlaminaire, tandis qu'une largeur de bavure de 1 mm amènerait une augmentation d'à peine 3°C (3^e terme de 3.18). Soit un total de 97°C pour ΔT_{\max} . Les 3 termes de (3.18) ne sont donc pas du même ordre de grandeur et le danger est qu'ils peuvent le devenir assez facilement : si la zone de bavure correspond à l'emplacement d'un tirant, la pression sur les tôles y est beaucoup plus élevée que lors des mesures normalisées ce qui entraîne un accroissement de $\langle R \rangle$ dans le voisinage des bavures seulement. Cette augmentation sera d'autant plus ample que le vernis fluera facilement à des températures d'au moins 100°C . C'est ici qu'interviennent les charges minérales : une taille de $2 \mu\text{m}$ maintiendra les tôles à cette distance, quelle que soit la température locale. Dans le cas du revêtement B au contraire la taille nettement submicronique des charges permettra aux tôles de se rapprocher fortement autour du tirant, ce qui revient à épaissir la colonne de bavures : on voit en 3.21 que la multiplication par 3 par exemple de ϵ provoque une augmentation de température de la zone des bavures de 75°C ! Une augmentation trop importante de la température entretient alors le processus (fluage du revêtement fortement dépendant de la température et la pression) localement sur la colonne de bavures tandis que $\langle R \rangle$ tendra à croître de façon homogène en volume (effets de percolation, claquages capacitifs, conduction électronique thermiquement activée). Tout est alors réuni pour l'emballement thermique du système qui peut aller jusqu'à la fusion partielle des tôles initiée par les colonnes de bavure. Il faut enfin noter que ΔT varie en puissance 2 et 4 de la distance source froide - bavure : si par exemple les colonnes de bavures sont, non plus à 40 cm mais à 50 cm de toute source froide alors l'élévation de température atteint non plus 97°C , mais 172°C !

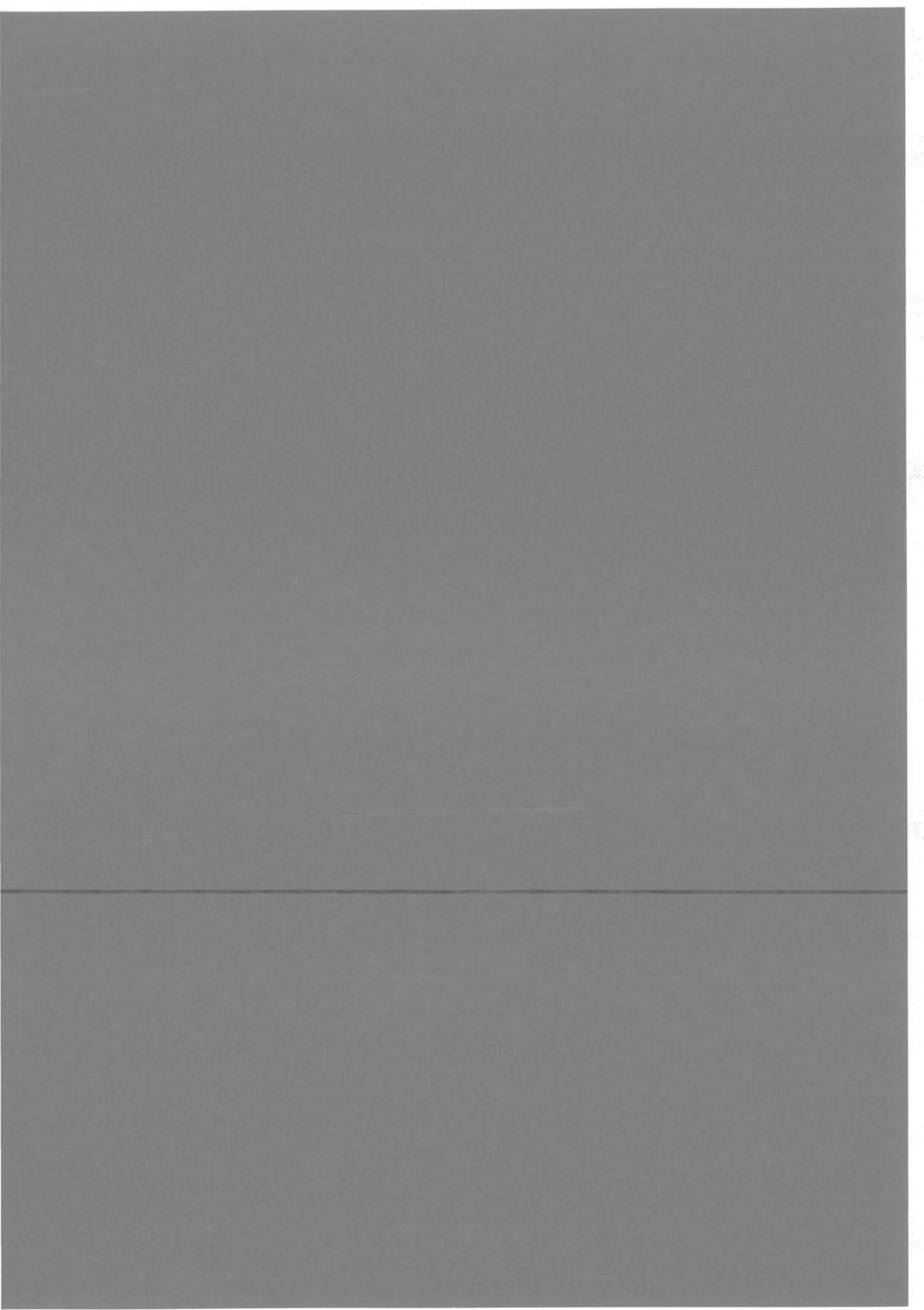
Conclusions et perspectives : Il apparaît donc que colonne de bavure et distribution de défauts de revêtements peuvent difficilement nuire séparément à la machine, alors que collectivement on peut facilement décrire des schémas d'emballement thermique de la machine allant jusqu'à sa destruction. Le choix du revêtement (taille des charges, $\langle R \rangle$) et la conception de la machine (a, ϵ) apparaissent comme déterminant pour le vieillissement de la machine.

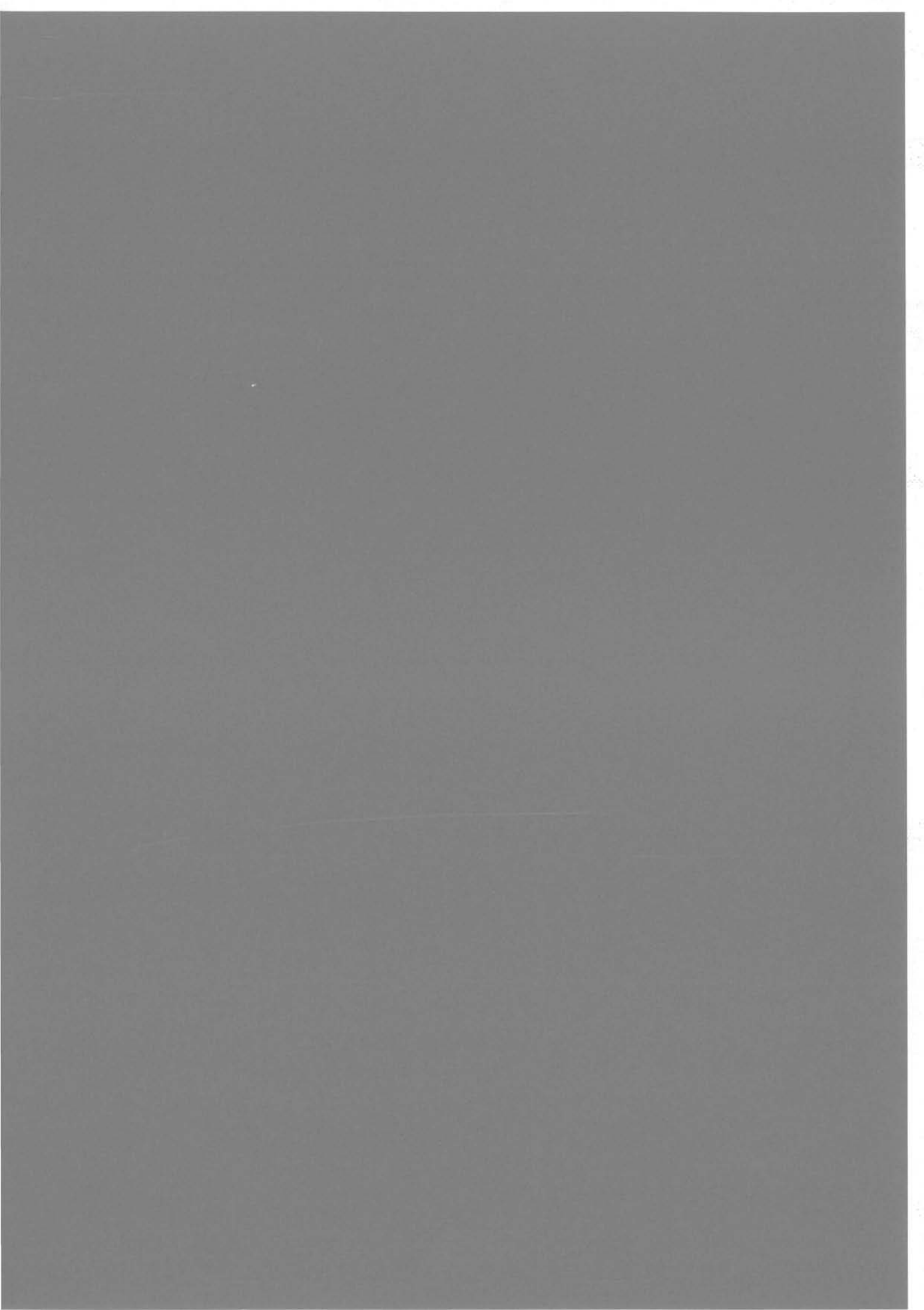
Le travail de M-C. Péra, dans les approches locales et thermiques que j'ai encadrées, s'insère tout-à-fait dans une intégration magnéto-thermique des aciers électriques en

fonctionnement. La voie me paraît tracée, pour la compléter à terme d'une prédiction des pertes magnétiques intralaminaires (cf Chap.IV), d'un modèle thermo-mécanique de fluage du revêtement et d'une spécification physico-chimique du revêtement permettant de lui attribuer ses caractéristiques thermiques, électriques et mécaniques dans les simulations.

Références du Chapitre 3

- [3.1] M. Mérazga "*Dispositif de caractérisation de la loi d'aimantation bidimensionnelle $\vec{J}(\vec{H})$ dans les matériaux magnétiques doux en circuit ouvert*", **DEA de Génie Electrique**, INPG 1993.
- [3.2] F. Ndoudi-Likoho "*Dispositif de caractérisation en circuit ouvert de la loi d'aimantation dans les matériaux magnétiques doux*" **DEA de Génie Electrique**, INPG 1994.
- [3.3] J-M. Bouché "*Vers l'analyse automatique des figures de corrosion*", **DEA de Génie Electrique**, INPG 1993.
- [3.4] P. Bonnard "*Vers un système d'analyse automatique des textures fondé sur les figures d'attaque et la reconnaissance des formes*", **DEA de Signal-Image-Parole**, INPG 1994.
- [3.5] M-C. Marion-Péra "*Caractérisation de la résistance d'isolement des tôles magnétiques*", **Thèse INPG**, 1993.





Chapitre 4

ATELIER DE CONCEPTION DE MODELES \vec{B} - \vec{H} POUR LA MODELISATION ELECTROMAGNETIQUE

J'ai essayé, au premier chapitre, de faire une analyse critique de la démarche empruntée par certains des plus notoires "fabricants" de modèles de comportement magnétique afin de définir la voie à suivre dans la conception de modèles pour la simulation numérique (éléments finis au LEG) des problèmes électromagnétiques. Rappelons les principales règles que l'on peut en tirer, qui sous-tendent mes recherches dans le domaine :

- La conception de modèles "directs" (sans passer par des relations \vec{B} - \vec{H}) de pertes ne conserve qu'une petite partie de l'information comportementale du processus d'aimantation. En modélisation, le calcul des pertes ne se fera donc qu'a posteriori à partir d'une distribution \vec{H} - \vec{B} déterminée sur la base d'un modèle ne décrivant que des phénomènes non dissipatifs. De plus les modèles de pertes existants ne parviennent pas à passer le cap de la dimension macroscopique des phénomènes (diffusion magnétique, anisotropie macroscopique). Contrairement à l'opinion souvent admise, je ne vois aucun avenir dans ce type d'approche, quoique très dynamisante pour les matériaux magnétiques doux. L'avenir c'est la conception de modèles \vec{B} - \vec{H} , permettant aussi a fortiori de calculer les pertes.
- La conception de modèle doit être la plus proche possible de la physique du matériau en liant processus élémentaires d'aimantation, caractéristiques microstructurales et géométrie du métal. Le passage des phénomènes "mésoscopiques" (au niveau du grain ou du domaine magnétique) aux phénomènes macroscopiques (anisotropie macroscopique, effets de surface, diffusion magnétique) à l'échelle de la tôle ne me semble possible qu'à ce prix. La physique et l'énoncé de ses lois portent à raisonner logiquement dans le sens de la cause→effet. Les modèles $\vec{B}(\vec{H})$ seront donc notre but principal, ce qui correspond à un calcul de simulation par le potentiel scalaire φ ($\vec{H} = -\vec{\text{grad}}\varphi$).
- La voie du "tout numérique" où même la section de la tôle serait modélisée numériquement pour traiter les phénomènes dynamiques, anisotropes et hystérétiques, est difficile à imaginer actuellement du fait des formidables capacités informatiques que cela demanderait. La voie que nous empruntons consiste à ramener in fine la représentation magnétique (\vec{H}, \vec{B}_z, t) d'une structure électrotechnique en fonctionnement (où "z" est l'axe normal au plan de la tôle), à des

grandeurs magnétiques de surface: le champ $H_a(t)$ vu en surface par la tôle et l'induction résultante intégrée \vec{B} dans la section (d'une tôle ou d'un paquet de tôles). L'"homogénéisation" du comportement magnétique des tôles dans leur épaisseur est un vieux et classique problème qui a déjà fait coulé beaucoup de thèses dans le seul régime unidirectionnel $B(H_a)$: il s'agit d'obtenir l'induction moyenne \vec{B} dans la section de la tôle à partir du champ appliqué en surface de la tôle H_a , \vec{B} et H_a étant toujours parallèles au cours du temps. Lorsque la tôle a un comportement dynamique $\frac{dH_a}{dt} \neq 0$, c'est l'équation de diffusion magnétique avec perméabilité non linéaire et hystérétique qui doit être traitée pour passer de H_a à \vec{B} . Mon but sera donc la conception d'un modèle macroscopique $\vec{B}(H_a)$ "analytique", et même vectoriel $\vec{B}(\vec{H}_a)$ c'est-à-dire s'astreignant à des formulations analytiques explicites reliant les grandeurs champ-induction.

Ces 3 règles de conception de modèles $\vec{B}(\vec{H})$ me semblent communes à tous les matériaux doux ; l'approche peut donc être généralisée à l'ensemble de ces matériaux.

Nous essaierons de présenter dans la suite de ce chapitre, différentes démarches que nous avons utilisées pour construire des modèles de comportement macroscopique $B(H)$ à partir (dans la mesure du possible) de considérations mésoscopiques sur les grains et les domaines magnétiques. Certains de ces modèles proposés ne sont qu'à l'état d'idées exposées, tandis que d'autres ont été calculés, confrontés à l'expérience voire implantés en modélisation. Le chapitre balaie les principaux phénomènes macroscopiques caractéristiques du comportement magnétique des tôles pour l'électrotechnique : approche à saturation, hystérésis, anisotropie et diffusion magnétique.

4.1/ Approche à saturation ([P18 à P21])

Beaucoup de machines tournantes fonctionnent à l'état dit "saturé", c'est-à-dire qu'une grande partie des Ampère-tours servant à aimanter le stator sert à saturer les dents. Il peut alors apparaître souvent suffisant de disposer d'un modèle d'aimantation décrivant cette phase d'approche à saturation.

Ces modèles d'approche à saturation ont été élaborés par moi-même entre 1989 et 1992.

Envisageons le cas d'un vrai matériau "non orienté" c'est-à-dire présentant une distribution parfaitement aléatoire de ses Directions de Facile Aimantation DFA (axes $\langle 100 \rangle$ du cristal) autour du champ appliqué \vec{H}_a . Notons par θ_0^i l'angle entre la direction de facile aimantation (DFA1) la plus proche du champ appliqué et \vec{H}_a , et par θ_i l'angle entre l'axe DFA1 et l'aimantation spontanée \vec{J}_S^i d'un grain i supposé uniformément aimanté. Le plan vectoriel engendré par \vec{u}_{DFA1} vecteur directeur de DFA1, \vec{J}_S^i et \vec{H}_a fait un angle φ avec la 2ème direction de facile aimantation DFA2 (trièdre orthogonal ,DFA1, DFA2, DFA3) dans le plan

(DFA2, DFA3). Du fait de l'absence rigoureuse de texture, le lieu des DFA1 dans la sphère de distribution est délimité par symétrie par les plans inclinés à 45° ($\theta_{0i,\max}=45^\circ$) par rapport à H_a (cf figure 4.1).

Le couple magnétocristallin C_K^i s'appliquant à l'aimantation du grain i est alors donné par la relation générale au 1^{er} ordre :

$$C_K^i = K_1 \sin 2\theta_i [\cos 2\theta_i + 2\sin^2\theta_i \cos^2\varphi \sin^2\varphi] \quad (4.1)$$

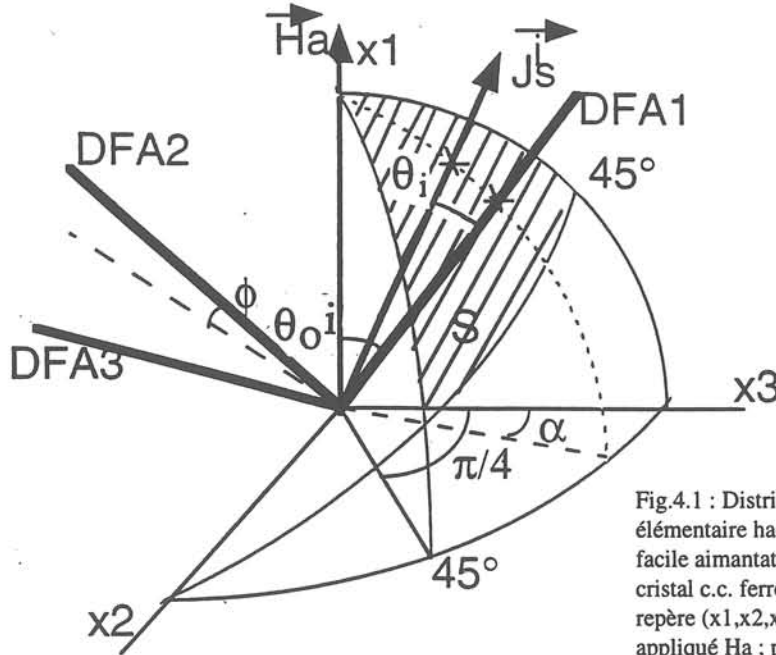


Fig.4.1 : Distribution isotrope (aire élémentaire hachurée S) des axes <100> de facile aimantation (DFA1,DFA2,DFA3) d'un cristal c.c. ferromagnétique, référé à un repère (x1,x2,x3) lié à la direction du champ appliqué H_a ; positions polaires respectives (θ, ϕ) et (α) de l'aimantation spontanée J_s^i d'un grain j par rapport à ces 2 repères

Cas des grains sans interaction [P18]

Nous commencerons par supposer que le processus d'aimantation de chaque grain est totalement indépendant des autres, c'est-à-dire que la loi macroscopique d'approche à saturation est uniquement dictée par le mécanisme de rotation des moments magnétiques. Si on note α l'angle dans le plan (x_2, x_3) que fait le plan (H_a - x_1, J_s^i) avec un axe x_3 du repère (x_1 - H_a, x_2, x_3) arbitraire lié à H_a , le rapport de l'aimantation macroscopique J sur l'aimantation à saturation J_s est donnée par la somme de toutes les contributions $J_s^i(\theta_i, \alpha_i)$ de grain i , projetées sur H_a , soit :

$$\frac{J}{J_s} = \sum_{\text{grains } i} \cos\theta_i = \frac{1}{S} \iint_S \langle \cos\theta \rangle_\varphi dS = \frac{24}{\pi^2} \left(\int_0^{\pi/4} \int_0^{\theta_0^{\max}} \left(\int_0^{\pi/2} \cos\theta(\varphi, \theta_0) d\varphi \right) \sin\theta_0 d\theta_0 \right) d\alpha \quad (4.2)$$

Un calcul préalable donne la position d'équilibre θ de J_s (équilibre entre couple magnétocristallin C_K et couple d'interaction H_a - J_s) pour chaque situation (θ_0, ϕ) selon :

$$J_s H_a \sin(\theta_0 - \theta) - C_K(\theta, \varphi) = 0 \quad (4.3)$$

De plus par symétrie :

$$\sin\theta_0^{\max} = \frac{1}{\sqrt{1+\cos^2\alpha}} \quad (4.4)$$

La courbe $J(H_a)$ obtenue par (4.2) constitue la courbe d'aimantation exacte d'un matériau parfaitement non orienté où toute interaction au joint de grain aurait été empêchée. En champ nul, une aimantation "rémanente" J_r est obtenue ($J_r=0.833 J_s$) et permet de définir un angle de désorientation $\langle\theta_0\rangle$ sensiblement équivalent à la distribution θ_0^i réelle :

$$\frac{J_r}{J_s} = \cos \langle\theta_0\rangle \quad (4.5) \quad \text{soit } \langle\theta_0\rangle = 33.8^\circ$$

On définit ainsi un modèle d'approche à saturation analytique et très simplifié par rapport à la réalité, où la distribution axisymétrique des DFA1 à angle constant $\langle\theta_0\rangle$ par rapport à H_a permet de se ramener à une description bidimensionnelle. Pour cela le couple magnétocristallin $C_k^i(\theta, \phi)$ en 3D doit trouver aussi son équivalent en 2D : en posant que le poids $p(\phi)$ du couple magnétocristallin à chaque phase ϕ est donné dans la représentation inverse (fig.4.2) par la somme de toutes les positions que H_a peut prendre pour cette phase ϕ donnée, on obtient :

$$p(\phi) = \int_{\theta_0(A)}^{\theta_0(P)} s(\theta_0) d\theta_0, \quad \text{où } s(\theta_0) \text{ abscisse curviligne} \quad (4.6)$$

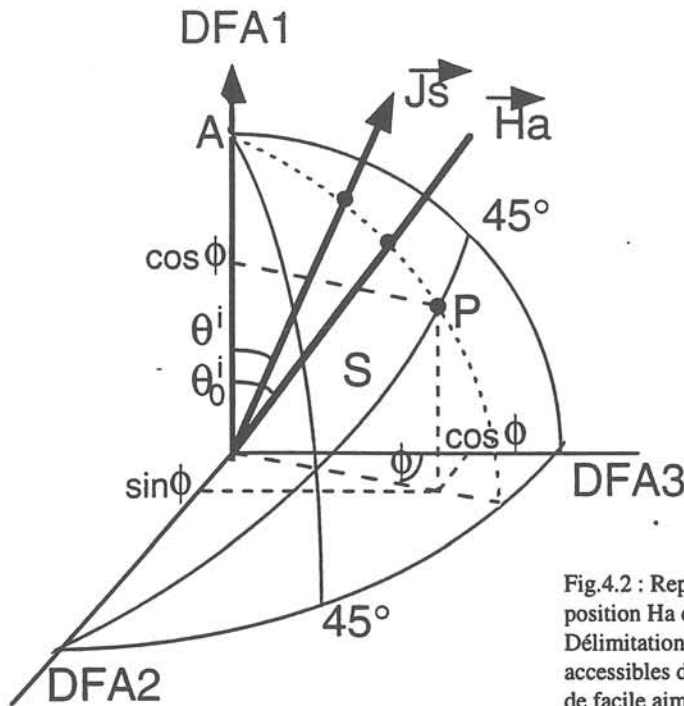


Fig.4.2 : Représentation inverse de la position H_a dans le repère de cristal. Délimitation des positions limites accessibles de H_a par rapport à une direction de facile aimantation (DFA1) dans le cas d'une distribution isotrope de ces directions (matériau N.O.)

D'où l'expression du couple magnétocristallin moyen $\langle C_K(\theta) \rangle$:

$$\langle C_K(\theta) \rangle = \frac{\int_0^{\pi/4} C_K(\theta, \varphi) p(\varphi) d\varphi}{\int_0^{\pi/4} p(\varphi) d\varphi} = K_1 \sin 2\theta (\cos 2\theta + 0.219 \sin^2 \theta) \quad (4.7)$$

La relation (4.3) devient alors dans ce modèle :

$$J_s H_a \sin(\langle \theta_0 \rangle - \theta) - \langle C_K(\theta) \rangle > 0 \quad (4.8)$$

L'angle θ est maintenant la phase entre l'aimantation macroscopique \vec{J} et le champ appliqué (fig.4.3). L'erreur relative entre le calcul exact (4.2) et le modèle (4.8) montre un maximum de 0.8 % dans une plage de champ allant de 0 à 10^5 A/m (fig.4.4).

L'hypothèse d'une absence d'interaction entre grains est d'autant plus éloignée de la réalité dans la phase d'approche à saturation que l'anisotropie magnétocristalline est forte ($K_1 \gg 0$) : on voit ainsi que dans le cas du fer pur la courbe d'aimantation calculée sans interaction (chaque grain est supposé monodomaine) est très éloignée de l'approche à saturation expérimentale. La deuxième phase de conception vise donc à prendre en compte ces interactions, c'est-à-dire l'existence de grains multidomaines, dans l'approche à saturation.

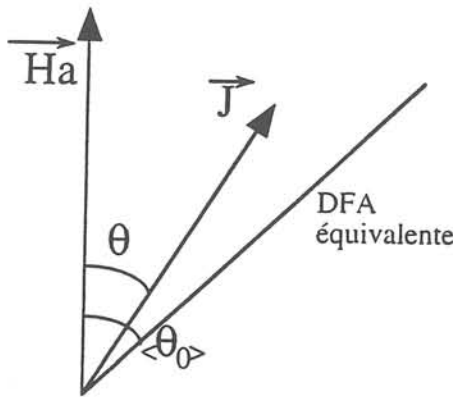


Fig.4.3 : Représentation simplifiée (modèle) de la distribution de l'aimantation \vec{J} par rapport à H_a dans le polycristal isotrope sans interaction magnétique entre grains

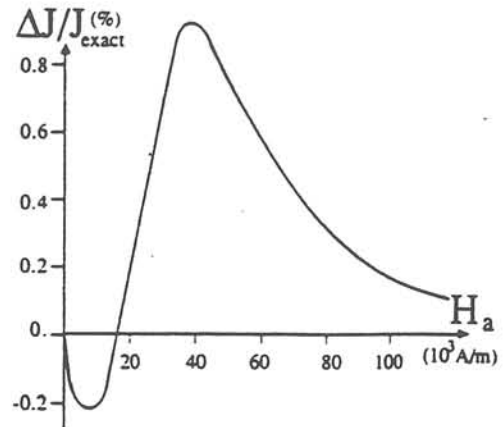


Fig.4.4 : Erreur relative $dJ/J(H)$ dans le cas d'un polycristal de fer isotrope sans interaction cas d'un magnétique entre grains, entre le calcul exact et le modèle proposé

Prises en compte des interactions entre grains

Les interactions entre les grains se traduisent par la création de pôles magnétiques au niveau des joints de grain, fruits de l'intensité de l'anisotropie magnétocristalline et de la

divergence (au niveau du plan de joint de grain) des directions de facile aimantation activées (DFA1). Cette énergie magnétostatique est très élevée vis à vis de l'énergie de paroi et de l'énergie de nucléation de domaines, et elle est en grande partie minimisée par la création de structures de domaines que nous appellerons "domaines inverses", de fraction volumique f_{di} . La fraction volumique équivalente de domaine actif suivant l'axe d'aimantation devient donc $1 - 2 f_{di}$.

Il est clair que plus le travail d'aimantation augmente, plus le processus de rotation rapproche les directions d'aimantation \vec{J}_S^i et \vec{J}_S^j des gains i et j voisins, ce qui entraîne la diminution de leur divergence au joint, et donc celle de l'énergie magnétostatique et de f_{di} . Si on note par f_0 la fraction de domaines inverses présents lorsque les déplacements irréversibles de paroi à 180° sont achevés et que les processus de rotation débutent (on prend en fait la valeur extrapolée en champ nul), l'évolution des domaines inverses avec le champ H sera donc du type :

$$f_{di} = \frac{f_0}{1 + \left(\frac{H}{H_c}\right)^n} \quad (4.9) \quad \text{ce qui assure bien } f_{di} \approx f_0 \text{ à bas champ}$$

La loi de saturation à haut champ est $1 - \frac{b}{H^2}$; l'aimantation macroscopique vaut :

$$J = J_S(1 - 2f_{di})\cos(\langle\theta_0\rangle - \theta) \quad (4.10) \quad \text{avec } \theta \text{ donné par (4.7) et (4.8)}$$

Au premier ordre $\frac{J}{J_S}$ varie en $1 - \frac{K}{H^n}$ lorsque H_a tend vers l'infini ce qui impose donc $n=2$. Plus précisément, la prise en compte de l'effet de suralignement de l'aimantation sur H_a à hauts champs (montré par Néel dans le calcul du facteur $\frac{G}{2}$) doit être assurée en introduisant le champ démagnétisant résiduel H_d (résultant des masses magnétiques qui n'ont pu être résorbées par création de domaines inverses) de même direction et de sens opposé à J_S . Ce champ a pour principal effet de déphaser légèrement H_a d'un angle θ_1 en $\mathbf{H} = \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_d$: cet angle doit devenir très faible à haut champ pour assurer essentiellement un rôle de déphasage de H tandis qu'à bas champ θ_1 devient important pour représenter le rôle démagnétisant fort de la microstructure.

Une loi du type
$$\theta_1 = \frac{\theta_0^1}{1 + H/H_c} \quad (4.11)$$

avec $\theta_0^1 < 0$ peut être prise pour représenter la loi de saturation à haut champ:

$$\frac{J}{J_S} \approx 1 - \left[\frac{1}{2} \left(\frac{K_1 \langle C_K(\theta_0) \rangle^2 + \theta_0^1 H_c}{2} \right)^2 + 2f_0 H_c^2 \right] \frac{1}{H^2} \quad (4.12)$$

Le champ H_C est le champ critique de dissipation des domaines inverses : comme ceux-ci sont liés à la compétition entre énergie magnétocristalline et énergie mutuelle d'interaction H_a - J_S , le champ H_C a un ordre de grandeur $\frac{K_1}{J_S}$ ($\approx 20\ 000$ A/m pour le fer). L'extrapolation en champ nul des courbes expérimentales d'approche à saturation détermine f_0 ($\approx 0,08$ - $0,085$ pour un polycristal de fer sans texture). Le modèle avec interaction modifie donc le champ H_a régnant dans le matériau et s'appliquant dans l'équilibre magnétique (4.8) en un champ H local déduit du champ démagnétisant local H_d (fig.4.5).

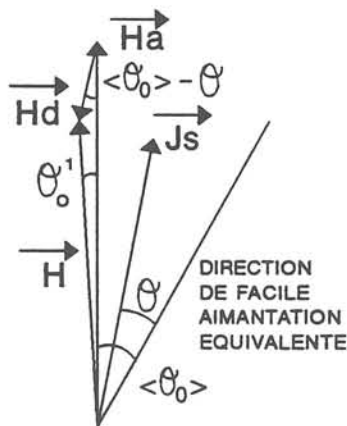


Fig.4.5 : Equilibre magnétique suivant modèle d'approche à saturation

Le seul paramètre vraiment flottant reste θ_0^1 dont la valeur peut être choisie plus ou moins élevée suivant que l'on veut assurer une bonne concordance à hauts champs ou à bas champs ; on notera donc que notre modèle n'est pas suffisamment élaboré pour décrire précisément la loi d'approche à saturation dans toutes les plages de champ, avec le seul paramètre θ_0^1 . Une bonne concordance de la loi d'approche à saturation avec l'expérience est assurée dans la plage de champs électrotechniques ($H_a < 10\ 000$ - $20\ 000$ A/m) jusque vers 1000 A/m (cf fig.4.6): en dessous de cette valeur, le grain ne peut plus être supposé monodomaine et le processus de déplacements irréversibles de parois à 180° ne peut plus être décrit par cette approche.

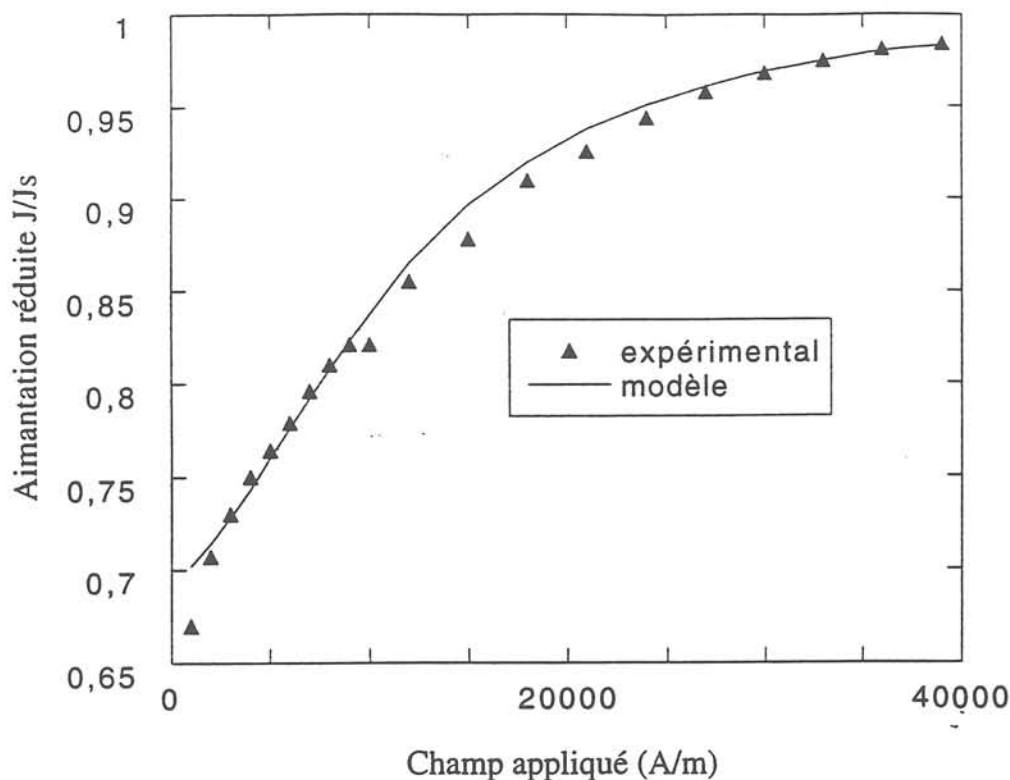


Fig.4.6 : Approche à saturation dans le cas d'un polycristal de fer isotrope (interactions magnétiques entre grains) : modèle et expérience [4.1]

Cas de matériaux fortement texturés [P19-P20]

L'approche présentée doit être adaptée au cas des tôles magnétiques texturées à grains orientés. Dans le modèle bidimensionnel, l'angle θ_0 entre la Direction de Facile Aimantation activée (DFA1) et le champ appliqué \mathbf{H}_a dépend non seulement de la phase entre \mathbf{H}_a et l'axe [001] de l'orientation idéale (110)[001] mais aussi de la désorientation de la texture autour de cette orientation, représentée par un cône à répartition équiprobable. En utilisant le même formalisme que précédemment (relations 4.8 à 4.11), les lois d'approche à saturation des tôles G.O. sont qualitativement bien représentées à partir de 800 A/m, suivant les axes [001] (direction de laminage) et $[1\bar{1}0]$ (direction travers) où \mathbf{H}_a et \mathbf{J} sont parallèles. La prise en compte du demi-angle au sommet du cône de désorientation permet aussi de représenter l'approche à saturation pour les différentes qualités de tôles G.O. (fig4.7).

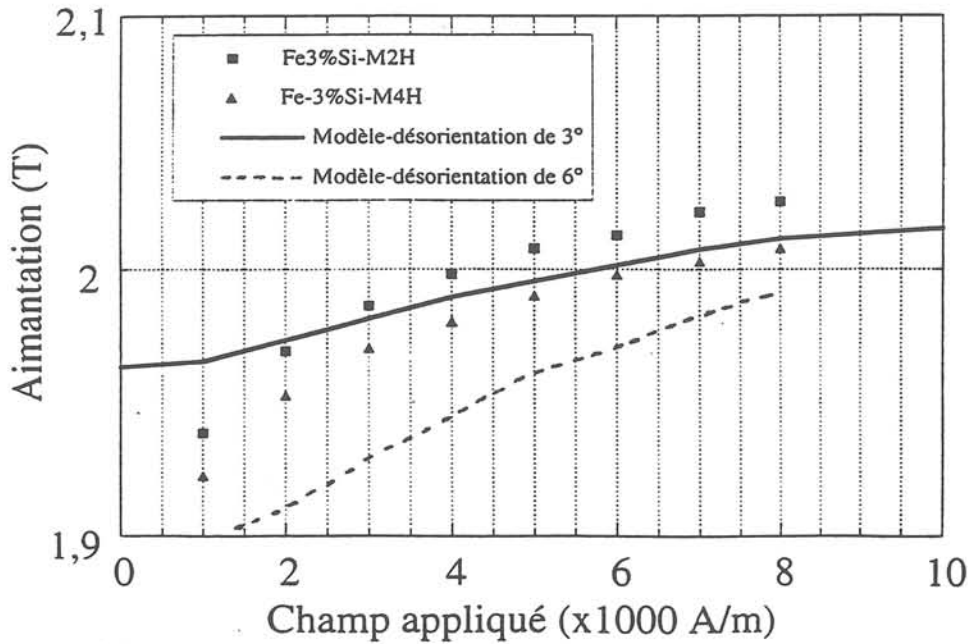


Fig.4.7 : Courbes d'approche à saturation expérimentales (données N.S.C.) et calculées (modèle : $H_c = 5000$ A/m, $f_0 = 0.2$, $\theta_0^1 = 0.1$ rd) dans le cas de Fe3%Si G.O.

Approche statistique [P20-P21]

Une loi d'évolution telle que celle donnée par la relation 4.9 peut paraître trop arbitraire : le raisonnement sur des comportements limites (à hauts et bas champs) peut effectivement s'avérer dangereux et ne suffit pas à définir les lois d'évolution en champs intermédiaires. Une approche moins empirique et plus phénoménologique, basée sur la statistique des pôles magnétiques aux joints de grain, peut être utilisée. La distribution des directions de facile aimantation activées DFA1 (surface S de la fig.4.1 pour une tôle non orientée, calotte sphérique du cône de désorientation pour une tôle texturée) est discrétisée en un ensemble de directions DFA_1^i , chacune représentant un même élément de volume du matériau. Un calcul analogue à celui mené sur les grains sans interactions (relations 4.3 à 4.8) permet de déterminer la position d'équilibre J_S^i de l'aimantation dans chaque grain i . Les grains sont séparés par des joints de grain de normale \mathbf{n}_{JG} et la densité de masse magnétique au joint i/j est alors $\mathbf{n}_{JG} \cdot (\mathbf{J}_S^i - \mathbf{J}_S^j)$, et l'énergie magnétostatique que doivent minimiser les domaines inverses étant sensiblement proportionnelle (coefficient λ) au carré de ces désorientations, il vient :

$$f_{di} = \lambda \cdot \langle DPM \rangle^2 = \lambda' \left[\sum_j \sum_{i < j} \sum_{JG} (\mathbf{J}_S^i - \mathbf{J}_S^j) \cdot \mathbf{n}_{JG} \right]^2 \quad (4.13)$$

Le calcul numérique a été effectué dans les 2 cas notoires de texture (tôles N.O. et G.O.), pour une distribution de joints de grain telle que n_{JG} est toujours contenu dans le plan de laminage. On peut observer (fig.4.8) une assez bonne similitude d'évolution avec le champ appliqué H_a , lorsque l'on compare dans le cas du polycristal de fer sans texture, la fraction volumique de domaine inverse calculée par (4.9) avec le carré de la Densité de Pôles Magnétiques moyenne $\langle DPM \rangle$ calculée par (4.13). La relation (4.9) y trouve donc une justification, excepté à très haut champ où la désorientation moyenne $\langle DPM \rangle$ tend plus rapidement vers 0. Ainsi la connaissance préalable de la Fonction de Distribution des Orientations Cristallines (FDOC) déjà présentée au Chapitre 2 ou plus simplement du cône de désorientation de la texture permet de bien représenter l'approche à saturation d'un matériau magnétique, et en particulier d'une tôle G.O. comme le montre la fig.4.8. L'extension des modèles de comportement présentés à toute la plage de champ électrotechnique, au travers de fonctions analytiques continues sur toute cette plage et conservant une base de construction physique, n'a pas été réussie à ce jour : la prise en compte d'autres mécanismes d'aimantation aussi différents que les déplacements de parois réversibles ou irréversibles à 180° , l'existence de parois à 90° et l'énergie magnétoélastique rendent la conception difficile. A côté de l'approche plus expérimentale et plus fine proposée par J.L. Porteseil (cf Chap. 1), je pense que cette approche statistique reliant microstructure et grandeurs magnétiques macroscopiques est une voie intéressante, qui doit être poursuivie : c'est un relais très important et indispensable à la compréhension et la mise au point des matériaux magnétiques doux industriels. J'y vois aussi l'avenir des modèles phénoménologiques d'aimantation, qui doit pouvoir traiter aussi anisotropie et hystérésis (voir § 4.23 et 4.3).

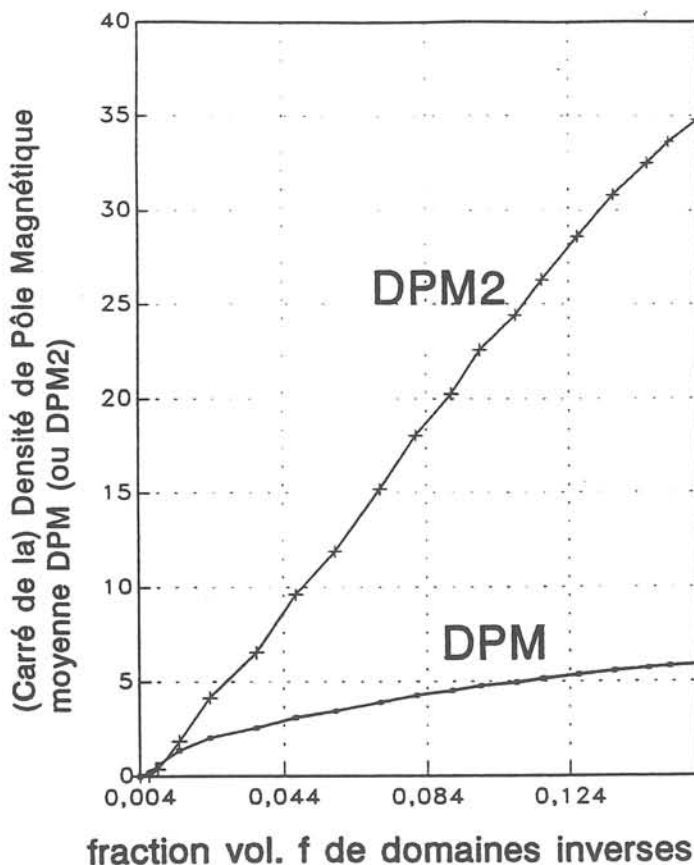


Fig.4.8 : Densité de pôles magnétiques moyenne (DPM) et son carré (DPM2) en fonction de la fraction volumique f de "domaines inverses, définie par $J_{\text{expérimental}}(H_a) = J_s(1-2f)$, dans le cas d'un polycristal isotrope de fer ($J_s = 2.15$ T) dans une plage de champ appliqué H_a (allant de 1000 à 53000 A/m [4.1])

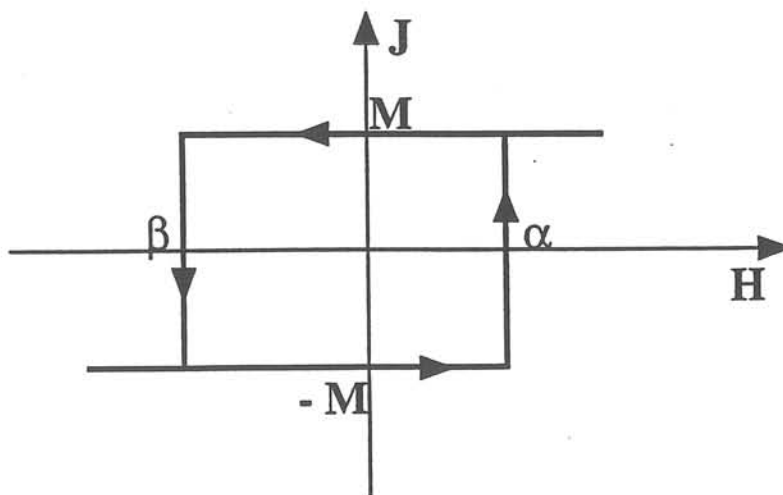
4.2/ Hystérésis (régime dit "quasi statique") unidirectionnel (\vec{B}/\vec{H})

Disposer d'un modèle d'hystérésis permet de représenter l'aimantation du matériau dans tous les cas où le champ magnétique n'est pas modifié par des courants induits macroscopiques se développant dans ce même matériau. Nous n'aborderons ici que les cas où champ et induction macroscopiques sont parallèles.

Ce travail a été mené par L-L. Rouve dans le cadre d'un contrat avec EdF dont j'étais co-responsable. L-L. Rouve, après une étude critique de différents modèles d'hystérésis a choisi le modèle de Preisach pour sa précision et son aptitude à s'étendre vers les phénomènes dynamiques. La thèse s'est ensuite poursuivie vers la mise au point d'un modèle $\mathbf{B}(\mathbf{H})$ fréquentiel (voir § 4.4). J'ai assuré l'encadrement des parties conception et études de modèles.

Un modèle de Preisach pour la modélisation

Le matériau est assimilé à un ensemble de particules magnétiques élémentaires, non définies physiquement mais uniquement par leur cycle rectangulaire d'aimantation caractérisé par les 2 champs d'inversion $\alpha \left(\frac{\partial M}{\partial H} > 0 \right)$ et $\beta \left(\frac{\partial M}{\partial H} < 0 \right)$. Ainsi Preisach a représenté tous les états d'aimantation accessibles par une distribution de ces cycles dans un triangle extrême limité par les 2 saturations opposées et la réversibilité ($\alpha=\beta$). La densité de probabilité pour obtenir un cycle (α, β) est notée $p(\alpha, \beta)$. Le système hystérétique est alors aussi simple qu'un système à 2 essuie-glaces à déplacements orthogonaux balayant un espace champ et ayant la propriété d'inverser le sens du moment magnétique sur leur passage (cf figure 4.9).



Cycle élémentaire de Preisach (α et β champs d'inversion)

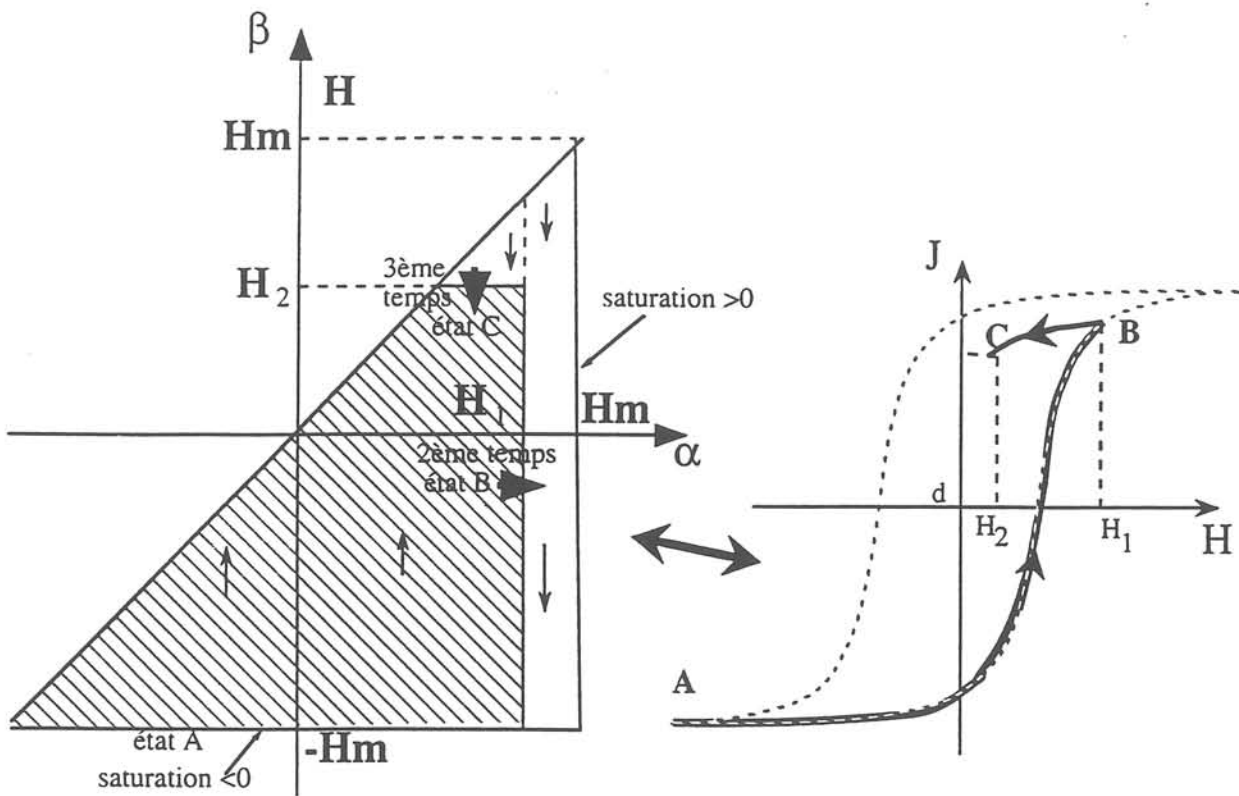


Fig.4.9 : Principe du modèle de Preisach : relation plan de Preisach - cycle d'hystérésis

Plusieurs méthodes permettent d'accéder à l'aimantation :

Méthode de Mayergoyz

Elle ne permet pas d'accéder directement à la fonction de Preisach $p(\alpha, \beta)$, mais à un ensemble d'éléments de surface, chacun d'entre eux étant caractérisé par ses coordonnées et la fonction $p(\alpha, \beta)$ intégrée sur cet élément. On se rend compte de la méthode par la fig.4.10.

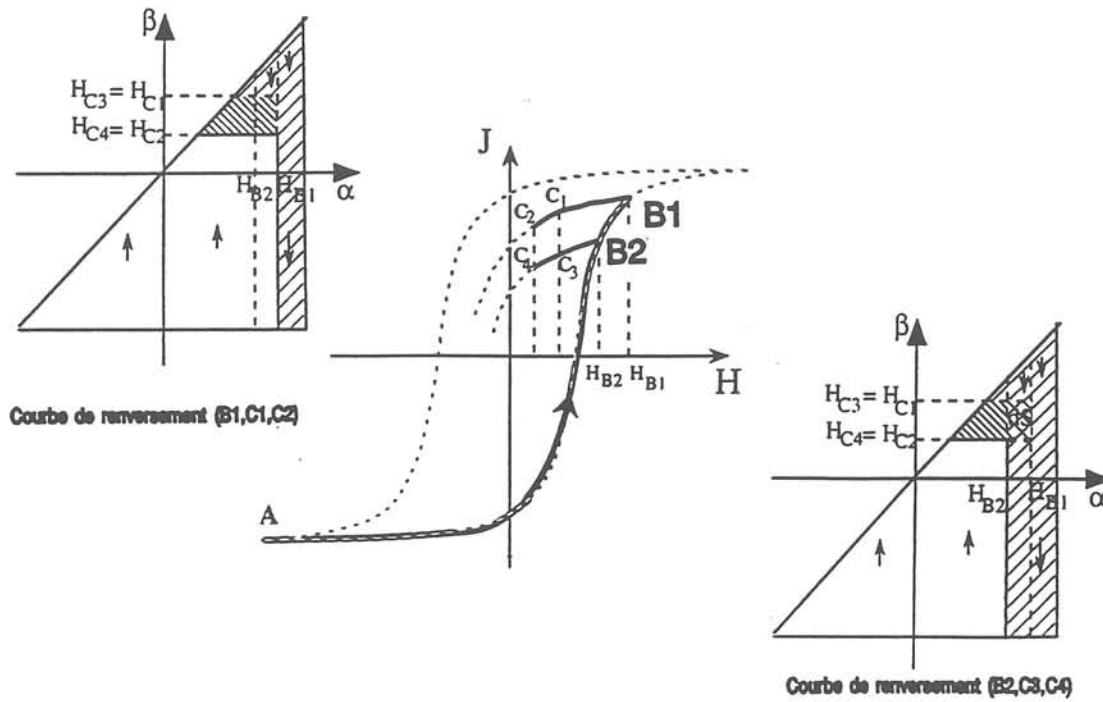


Fig. 4.10 : Principe de la méthode de Mayergoyz

Remarquons que l'on peut accéder alors à la fonction de distribution $p(\alpha, \beta)$ en supposant la surface dS suffisamment faible pour que $p(\alpha, b)$ puisse y être supposée constante. Cette méthode d'accès à $p(\alpha, \beta)$ reste cependant lourde car elle nécessite une caractérisation expérimentale poussée (nombreuses courbes de renversement), si possible automatisée.

Méthode de Biorci et Pescetti

Elle est basée sur l'hypothèse forte de séparation des variables de $p(\alpha, \beta)$:

$$p(\alpha, \beta) = p_1(\alpha) \cdot p_2(\beta) \quad (4.14)$$

La répartition des champs d'inversion β serait donc indépendante de la valeur que peut prendre α , ce qui ne me semble-t-il l'existence d'interactions entre entités aimantées \oplus et \ominus ; en effet, si ces interactions existaient, il ne pourrait qu'y avoir déplacement de la fonction de répartition en fonction du niveau d'aimantation. La prise en compte des interactions dans le modèle de Preisach reste un problème entier et ouvert, toujours mal résolu si ce n'est par des artifices numériques d'asservissement aux cycles expérimentaux ("moving model"). Supposant indépendant au 1er ordre les comportements en α et β , Biorci et Pescetti ont proposé,

uniquement à partir du cycle majeur et de la courbe de 1ère aimantation, une méthode de restitution de la fonction de distribution :

$$P(\alpha, \beta) = p_1(\alpha)p_2(\beta)\Delta\alpha\Delta\beta \quad (4.15)$$

Cette méthode est moins lourde numériquement et expérimentalement que la précédente, ce qui explique sans doute que ce soit la plus utilisée pour décrire l'hystérésis des tôles magnétiques, en dépit de la forte hypothèse simplificatrice qui en est à la source.

Choix d'une fonction de distribution $p(\alpha, \beta)$

Il est tentant d'essayer de connaître a priori cette fonction qui contient toute le comportement hystérétique du matériau. Il semble que dans le cas des tôles magnétiques la fonction lorentzienne (cf 4.22) soit la fonction analytique simple approchant le mieux $p(\alpha, \beta)$:

$$p(\alpha, \beta) = \frac{K}{\left[1 + \left(\frac{\alpha}{H_c} - \frac{1}{2}\right)^2\right] \left[1 + \left(\frac{\beta}{H_c} + \frac{1}{2}\right)^2\right]} \quad (4.16)$$

où K constante de normalisation déterminée par rapport à J_s . Bertotti a montré que la concordance avec l'expérience est optimale lorsque la fonction est centrée sur le demi champ coercitif $H_c/2$. L.L. Rouve a montré que l'accord avec l'expérience est correct aux basses inductions jusqu'à 1.2T dans le cas d'une tôle G.O., alors qu'à plus haute induction le cycle calculé est beaucoup trop rectangulaire [P22] : les fonctions lorentziennes semblent donc bien représenter les déplacements irréversibles de parois à 180°. En revanche dès que les

interactions micromagnétostatiques prennent une place non négligeable dans le processus d'aimantation, la lorentzienne est sensiblement moins pertinente. Les écarts à haute induction peuvent être expliqués par la mauvaise prise en compte des interactions démagnétisantes, et corrigés en affectant à chaque niveau d'aimantation J son champ d'interaction $H_{ci}(J)$; une procédure itérative (fig.4.14) permet alors de trouver la valeur d'aimantation correspondant au champ H :

$$H = H_a + H_i(J) \quad (4.23)$$

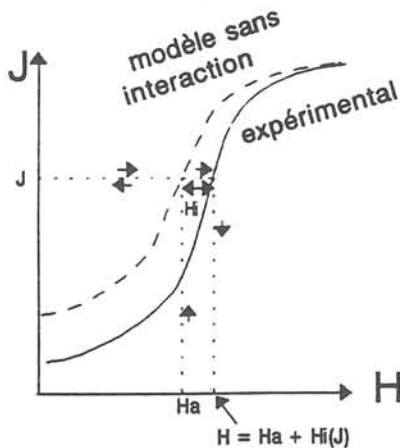


Fig.4.11 : Principe de correction du modèle de Preisach par un champ d'interaction $H_i(J)$

L.L. Rouve a étudié ces 3 méthodes [4.2] et les a comparées entre-elles et aux données expérimentales (cf fig.4.12). La méthode de Mayergoyz, en accord avec le grand nombre de données expérimentales utilisées, offre la meilleure précision mais demande une taille mémoire importante. La méthode de Biorci et Pescetti, étonnamment fidèle à haute induction, représente beaucoup moins bien l'hystérésis à plus basse induction ($H_c < H < 4H_c$ dans le cas d'une tôle G.O.) provoquant un enflement exagéré des cycles. La lorentzienne ainsi corrigée, assez précise (légère interaction positive) à basse induction, donne logiquement une bonne représentation à plus haute induction, mais au prix d'une procédure itérative en chaque point du cycle et d'une prédétermination de $H_{ci}(J)$ basée sur l'expérience.

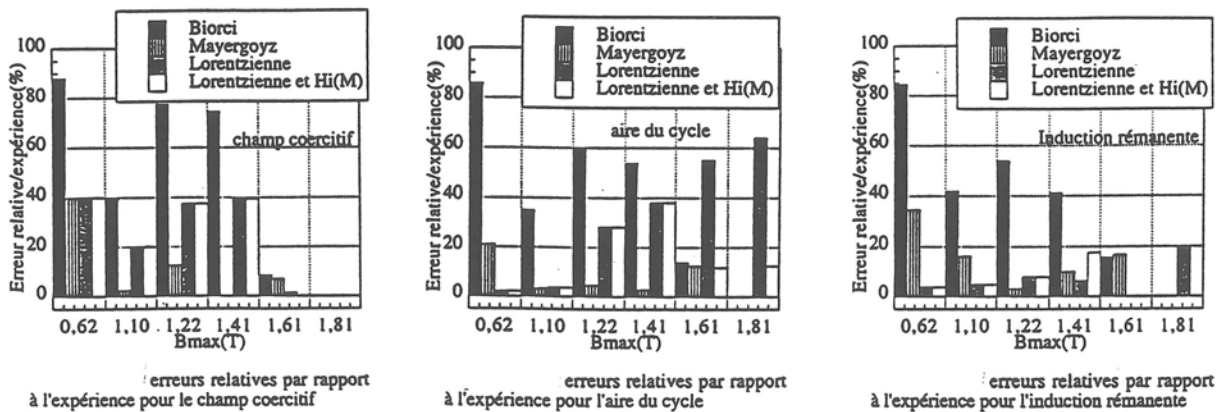


Fig.4.12 : Comparaison expérience / modèle de Preisach pour différentes méthodes (Mayergoyz, Biorci, Lorentzienne avec correction d'interaction) basées sur le modèle de Preisach statique, dans le cas de cycles d'hystérésis symétriques obtenus sur des tôles Fe3%Si G.O. à différentes inductions crêtes

La bonne précision de la méthode de Mayergoyz pousse à l'utiliser malgré la place mémoire qu'elle nécessite. La séparation des variables dans $p(\alpha, \beta)$ m'apparaît comme une source de non prise en compte d'interaction. La connaissance a priori de la fonction de distribution $p(\alpha, \beta)$, suffisamment bien approchée, analytique et intégrable 2 fois (suivant α et β) analytiquement, représente l'idéal à obtenir puisque l'on n'aurait plus besoin de discrétiser le plan de Preisach. Cette voie, engagée avec la Lorentzienne (malheureusement non intégrable 2 fois analytiquement), n'apporte pas pour l'instant de description suffisamment performante de l'hystérésis. Outre le choix purement arbitraire de fonction analytique, une approche microstructurale de l'hystérésis pourrait, de la même manière que nous avons abordé l'approche à saturation, renforcer la relation entre microstructure et formalisme statistique, assez faible il faut bien le dire dans le modèle de Preisach. Nous donnons ci-après une idée de ce que pourrait être une "approche microstructurale" de la fonction de distribution $p(\alpha, \beta)$ de Preisach.

Approche microstructurale de $p(\alpha, \beta)$

Le polycristal considéré est schématisé par un ensemble d'hexagones de diamètre TG (Taille de Grain). Chaque grain j de la distribution équiprobable en orientation a donc 6 voisins pris au hasard dans la distribution et toutes les combinaisons doivent être tour à tour testées (fig.4.13). Chaque grain j correspond aussi à une orientation dans la distribution des orientations cristallographiques (surface S d'un polycristal parfaitement non orienté, cône de désorientation avec ou sans fonction de répartition, ou texture multicomposante conduisant à

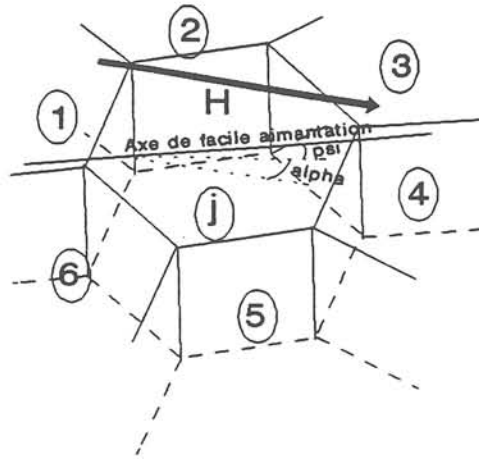


Fig.4.13 : Schématisation d'une microstructure et des directions de facile aimantation correspondantes

une gestion de la statistique des voisinages en fonction de l'importance respective des composantes). La direction de facile aimantation activée (DFA1) du grain j permet de connaître comme précédemment la position de l'aimantation spontanée \vec{J}_S^j par une minimisation des énergies magnétocristalline et mutuelle $\vec{J}_S - \vec{H}$. Une fois connue la direction de l'aimantation dans chaque grain sous l'effet du champ appliqué \vec{H}_a , on considère que ce qui va conditionner la facilité avec laquelle le flux va passer dans le grain j voisin est pour partie la Densité de Pôle Magnétique au joint de grain i/j , $DPM_{jg}^{\alpha(j)}$, qu'il voit en face de lui lorsque le flux pénètre dans le sens du champ \vec{H}_a dans le grain j .

$$\text{Soit } DPM_{jg}^{\alpha(j)} = \sum_{i=3}^5 (\vec{J}_S^j - \vec{J}_S^i) \cdot \vec{n}_{jg}^{i/j} \cdot S_{jg}^{i/j} \quad (4.17)$$

où \vec{n}_{jg}^i est la normale au plan de joint i/j , que l'on considère pour simplifier dans le plan de laminage. Pour accéder à une dimension statistique, toutes les positions de joint de grain d'un même lot de 6 voisins doivent être envisagées et $DPM_{jg}^{\alpha(j)}$ représente la moyenne de toutes

ces valeurs: ainsi toutes les combinaisons de 6 voisins parmi les N-1 autres grains de la distribution participent à la détermination de $DPM_j^\alpha(j)$.

L'aptitude à laisser passer un flux dans le grain j est aussi conditionnée par la divergence de J_s^j en surface ($J_s^j \sin \psi_j$) : cette divergence est source de pôles magnétiques en surface et donc d'un champ démagnétisant s'opposant au champ source. La gêne totale que va voir le flux arrivant au seuil du grain j peut être posée comme une combinaison linéaire de ces 2 densités de pôle. On suppose que leur part relative dans la gêne totale du grain j est donnée, en l'absence de connaissance établie sur ce point, par la simple somme des densités de surface (figure 4.17). On obtient ainsi pour le grain j une densité totale de pôles magnétiques dans le sens de H_a :

$$DPM_j^\alpha = - \left\{ \sqrt{\frac{\pi}{6\sqrt{3}}} TG.e \sum_{i=3}^5 (\vec{J}_s^j - \vec{J}_s^i) \cdot \vec{n}_{jG} + \frac{\pi TG^2}{4} J_s^j \sin \psi_j \right\} \quad (4.18.a)$$

où e épaisseur de la tôle.

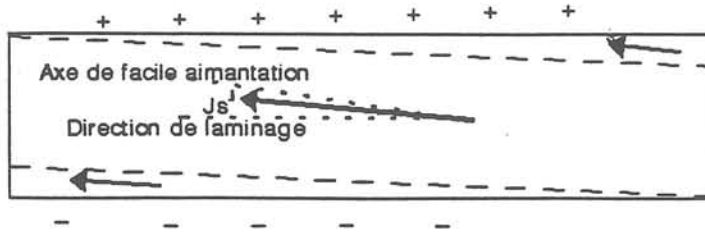


Fig.4.14 : Section idéalisée d'un grain contenant la direction normale à la tôle et l'axe <100> le plus proche de la direction de laminage : interaction entre surface et équilibre magnétique

Chaque grain j est ainsi caractérisé en régime quasistatique par DPM_j^α , qui joue ici le rôle du champ d'inversion α du cycle élémentaire de Preisach. Lorsque le sens du champ appliqué est inversé, le flux entre dans le grain j par le côté opposé au précédent et ressentira alors une gêne au déplacement (qui a aussi valeur de champ d'inversion β) caractérisée par les surfaces de joint opposées (joints j/1, j/2 et j/6 sur la figure 4.13) :

$$DPM_j^\beta = - \left\{ \sqrt{\frac{\pi}{6\sqrt{3}}} TGe \sum_{i=1,2,6} (\vec{J}_s^j - \vec{J}_s^i) \cdot \vec{n}_{jG} + \frac{\pi TG^2}{4} J_s^j \sin \psi_j \right\} \quad (4.185.b)$$

Une fois calculées et classées, ces valeurs se présentent sous forme d'une fonction de distribution cohérente avec le modèle de Preisach, vérifiant en particulier de façon statistique la

règle de symétrie $p(\alpha, \beta) = p(\beta, -\alpha)$. Ce type d'approche peut permettre de décrire la relation entre microstructure et comportement macroscopique magnétique :

- le rapport de la taille de grain à l'épaisseur de la tôle TG/e fixe l'importance relative des 2 termes de densité de pôle : on sait effectivement que dans le cas des tôles G.O. de texture comparable, les tôles minces ($e = 50$ ou $100 \mu m$) sont sensiblement les plus difficiles à aimanter,

- l'effet des pôles magnétiques sur le processus d'aimantation suivant que le volume du grain est faible ou grand n'a pas été encore pris en compte. De la même façon que l'amplitude d'un champ dipolaire dépend fortement de l'éloignement du point d'application, un point du grain sera d'autant plus sensible aux masses magnétiques intergranulaires que ce point sera proche du joint de grain. Le rapport surface/volume de grain étant en $1/TG$, plus un grain sera gros moins il sera gêné par la même distribution de pôles magnétiques. Le fait de se ramener à des densités volumiques de pôles magnétiques (nécessaire par homogénéité vis à vis des grandeurs décrites) prend en compte l'effet de taille de grain sur l'hystérésis. La densité de pôle peut devenir volumique, soit

$$DPM_{j,vol}^{\beta \text{ ou } \alpha} = \pm \left\{ \frac{4}{\sqrt{6\pi\sqrt{3}}} \frac{1}{TG} \sum_i (J_S^j - J_S^i) \vec{n}_{jG}^{i/j} + \frac{1}{e} J_S^j \sin \psi_j \right\} \quad (4.19)$$

- On voit que le resserrement de la texture, en diminuant les valeurs de ψ_j et en rapprochant les vecteurs \vec{J}_S^j et \vec{J}_S^i , mènera tout autant à une diminution et une concentration des valeurs de densités : c'est ce que l'on remarque lorsque l'on compare tôles G.O. conventionnelles et tôles G.O. HiB.

L'approfondissement de ce type d'approche peut permettre, je pense, de mieux relier microstructure et représentation statistique de l'hystérésis en proposant un type de formulation de la fonction de distribution de Preisach. C'est à mon sens dans ce type d'approche que se situe l'avenir de la modélisation magnétique des matériaux.

4.3/ Texture et anisotropie

Je n'ai étudié que le comportement magnétique des aciers électriques en régime anhystérétique (ou proche), c'est-à-dire en ayant toujours soin de s'affranchir des phénomènes dissipatifs. La prise en compte de ces derniers de même que l'anisotropie, constitue comme nous le verrons l'ultime étape de la conception de modèle de comportement magnétique. J'ai entamé ces travaux depuis 1991, d'abord seul puis en suivant les thèses de T. Péra et M. Mekhiche sur ce sujet.

Les phénomènes d'aimantation en régime unidirectionnel (\vec{B}/\vec{H}) anhystérétique ou quasi statique se prêtent plutôt bien à des approches statistiques, voire à des descriptions microstructurales, puisqu'en bonne approximation le comportement magnétique macroscopique suivant un axe de symétrie de la tôle (directions de laminage ou travers) peut être décrit en s'appuyant sur une population homogène d'entités élémentaires (densité de pôle magnétique, famille de "domaines inverses", cycles élémentaires de Preisach) ayant qualitativement le même comportement, et ne se différenciant les uns des autres que par leur abscisse dans la distribution (fonctions de distribution de champs d'inversion, de densité, de masse magnétique). De plus la direction de l'aimantation de chaque entité est soit strictement alignée sur la direction du champ appliqué (modèle de Preisach) soit intermédiaire entre la direction de facile aimantation la plus proche du champ appliqué et celui-ci (approche microstructurale) : dans les 2 cas le processus d'aimantation conserve sa symétrie spatiale autour du champ source, en n'activant ou en ne nucléant que des domaines principaux ayant une direction d'aimantation proche de celle du champ appliqué. La démarche générale revient alors, on l'a vu, à relier le champ à l'aimantation par l'intermédiaire d'une configuration cohérente de la distribution (homogène en comportement) d'entités élémentaires.

Le comportement macroscopique anisotrope des tôles aciers FeSi magnétiques complique le processus d'aimantation. Deux caractéristiques élémentaires verrouillent ce comportement dans la plage de champ électrotechnique : la densité de pôle magnétique au joint de grain (effet de K_1 + texture) et la densité de pôle magnétique en surface (effet de K_1 + anisotropie de forme). Si chacune de ces densités est d'amplitude comparable lorsque l'on aimante successivement suivant les 3 axes quaternaires $\langle 100 \rangle$ du cristal de fer, la théorie des phases de Néel peut être appliquée, quoique cela reste purement qualitatif sauf lorsque $H_{\text{interne}} = 0$: c'est le cas par exemple d'un cube monocristallin (100)[[001] de grande dimension. Si l'une de ces densités est beaucoup plus élevée suivant un axe que suivant les deux autres pour lesquels les densités restent comparables, alors le comportement magnétique pourra encore être prédit qualitativement par la théorie des phases : c'est le cas des tôles "cubiques" $\{100\}\langle 001 \rangle$. On peut négliger ici l'axe [100] et considérer que tant que $H_{\text{interne}} \leq 0$ il y a deux phases magnétiques en équilibre, tendant vers une phase lorsque le champ augmente.

Lorsque, en revanche, l'une de ces densités est équivalente suivant deux axes $\langle 100 \rangle$ mais bien plus faible suivant le troisième axe (que l'on notera DFA1 par commodité), c'est celui-ci qui sera sensiblement favorisé dans le processus d'aimantation, même lorsque le champ-source s'écarte beaucoup de la direction de facile aimantation préférentielle DFA1 ; en fait seule une zone angulaire de champ réduite autour de la perpendiculaire à DFA1 ne pourra permettre quelle que soit l'amplitude du champ appliqué H_a une aimantation suivant DFA1. Lorsque H_a est orthogonal à DFA1, la pression magnétique sur les parois à 180° de domaines

aimantés selon DFA1 tombe à 0, et l'aimantation s'établit nécessairement suivant les deux autres axes $\langle 100 \rangle$ équivalents à partir d'un niveau d'énergie "d'excitation" (énergie de "nucléation" ou barrière de potentiel à franchir comme l'on préfère) suffisant à contrebalancer l'énergie magnétostatique liée aux fortes densités de pôles magnétiques afférentes. L'étendue de la zone angulaire de direction du champ où l'aimantation est toujours orthogonale à DFA1, est extrêmement faible et dépend de la désorientation de la texture. En revanche toutes les directions intermédiaires d'aimantation seront décrites pour des directions de champ également intermédiaires. Tel est le cas des tôles à grains orientés (110)[001], très anisotrope dans le plan des tôles : la densité de pôle de surface ($J_s \sin \psi$ avec ψ valant 3 à 8° en moyenne) suivant la direction de laminage [001] est réglée par la fonction de distribution des orientations de la texture, tandis que la densité de pôle de surface, équivalente suivant les deux autres axes [100] et [010], vaut $J_s \sin(45^\circ)$ et est sensiblement plus élevée. Toutefois la position symétrique de ces deux directions par rapport à l'axe travers de la tôle les incite à arranger en commun leurs domaines par des parois à 90° pour véhiculer plus facilement le flux magnétique. Ainsi de façon générale, dans une tôle G.O., les 3 directions de facile aimantation activées coexistent (sauf cas particulier $H_a // [001]$ ou $H_a // [\bar{1} \bar{1} 0]$) amenant une aimantation que rien n'astreint à être parallèle au champ appliqué (fig.4.15). Cette aimantation macroscopique est le résultat de la coexistence de 3 familles de domaine, chacune étant aimantée suivant un axe $\langle 100 \rangle$ différent. C'est donc l'équilibre (ou les interactions comme on préfère) entre ces 3 familles qu'un modèle d'anisotropie devra prendre en compte, en tant qu'image de la texture du matériau. Plusieurs approches ont été essayées, avec plus ou moins de succès.

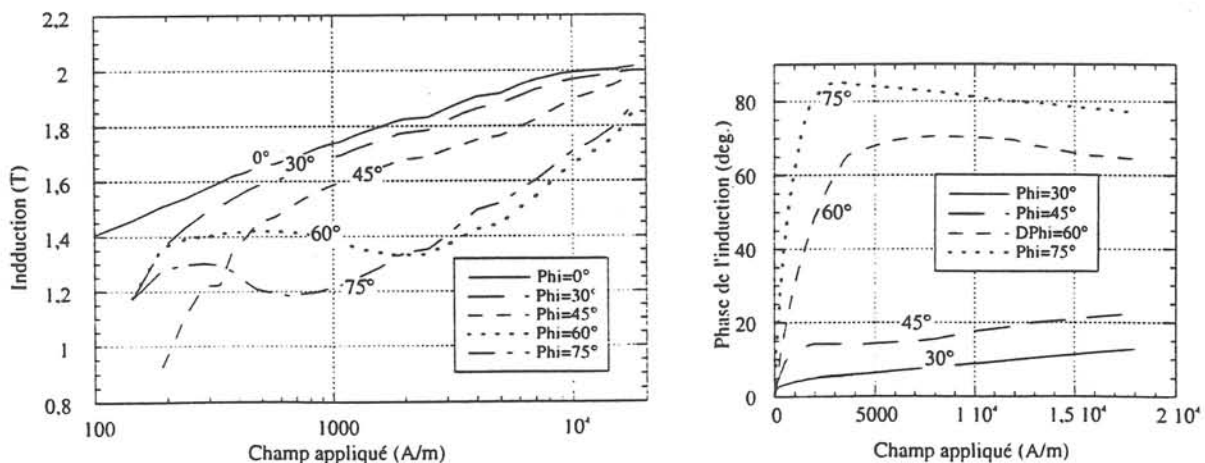


Fig.4.15 : Module et phase de l'induction en fonction de l'amplitude du champ appliqué pour différentes directions du champ par rapport à la direction de laminage DL dans le cas de tôles M6H et d'après Hofman [4.3]

4-3-1/ Modèle empirique d'approche à saturation [P21]

La principale caractéristique d'anisotropie des tôles fournie par le producteur est l'ensemble des courbes d'aimantation mesurées suivant différentes directions du plan de la tôle.

Ces mesures sont exécutées sur des épsteins découpés suivant la direction de mesure désirée, et l'aimantation dont on ne mesure que la projection sur la grande dimension de l'éprouvette n'est pas généralement colinéaire à une direction de facile aimantation. Il n'existe donc aucun moyen de passer de cette mesure d'aimantation au vecteur aimantation lui-même tel qu'il existerait dans une tôle où les effets de bord seraient négligeables. L'utilisation des densités de pôle magnétique moyennes $\langle DPM \rangle$ et fraction de domaines inverses f_{di} telles que nous les avons définies en régime unidirectionnel (cas où $\vec{H} // \vec{B}$) par (4.9) et (4.13) n'a permis (voir fig. 4.16) de décrire les courbes d'aimantation $B-H_a$ (où $B_{projeté}$ de \vec{B} sur H_a et H_a normale de \vec{H}_a) qu'au moyen d'une fonction $C(\beta, \omega)$ à deux variables :

$$f_{di} = C(\beta, \omega) \cdot \langle DPM \rangle \quad (4.20)$$

où β est la phase de \vec{H}_a par rapport à la direction de laminage et ω la désorientation moyenne de la texture. La fonction $C(\beta, \omega)$ est optimisée par rapport aux courbes expérimentales entre 1000 et 10 000 A/m. Un tel modèle, quoique très simple et permettant de calculer aisément les courbes d'approche à saturation des tôles G.O. (il aurait aussi bien pu s'appliquer aux tôles N.O. beaucoup moins anisotropes) pour toute direction du champ appliqué dans le plan de la tôle, n'est pas satisfaisant puisqu'utiliser une fonction d'optimisation, est l'aveu d'une mauvaise compréhension et prise en compte des phénomènes.

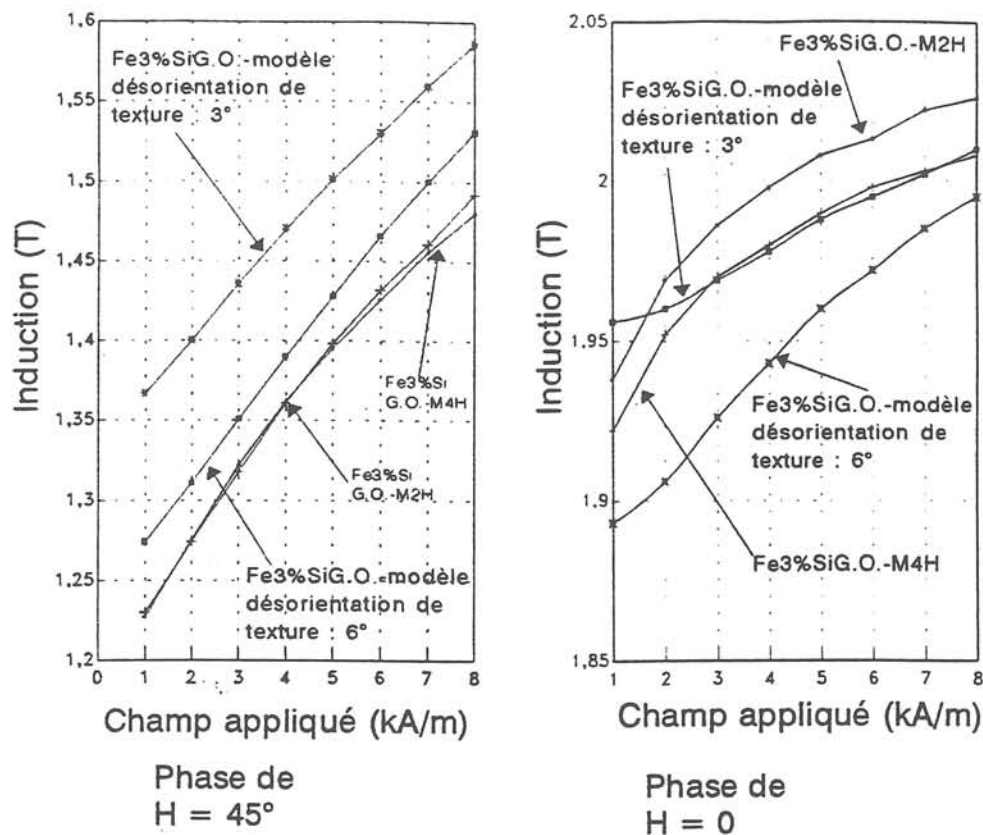


Fig.4.16 : Approches à saturation expérimentales (tôles Fe3%Si G.O. de qualités M2H et M4H) et calculées (modèle phénoménologique avec un angle de désorientation de la texture de 3 et 6°) dans le cas de champs appliqués parallèlement à la direction de laminage (Phase de $H = 0^\circ$) ou à 45° de celle-ci

Autres modèles

A l'extrême, une approche purement mathématique de la loi d'aimantation est la plus aisée, car ne se souciant pas d'intégrer les mécanismes élémentaires (micro ou mésoscopique) dans la formulation macroscopique. On sort alors d'une conception "micro/macro" pour ne raisonner qu'au niveau macroscopique. Tous les modèles d'anisotropie utilisés actuellement en modélisation électromagnétique, très rustiques de conception, sont dans cette voie. Ils s'appuient tous d'emblée sur les 2 courbes d'aimantation expérimentales obtenues dans les deux directions principales (laminage et travers que l'on notera dans la suite respectivement x et y) de la tôle, et qui sont les plus utilisées par le flux dans les dispositifs électrotechniques ; le modèle macroscopique se résume ensuite au choix du procédé d'interpolation du comportement \vec{B} - \vec{H} entre ces deux directions orthogonales pour lesquelles \vec{H}/\vec{B} :

- Dans le cas du modèle des 2 axes [4.4], le plus utilisé sans doute en modélisation, on suppose simplement que la composante de l'induction suivant x (ou y) est réglée par la perméabilité magnétique que l'on aurait en régime unidirectionnel suivant cet axe sous l'effet de la composante de H_a sur l'axe x (ou y) : c'est ce que l'on appelle le "découplage" des processus d'aimantation des 3 familles de domaines principaux. Autrement dit on suppose qu'il n'existe pas d'interaction entre ces familles. Cette hypothèse est d'autant plus valable que la fraction aimantée du matériau est faible, c'est-à-dire à basse induction. Le seul souci du concepteur a été de choisir des lois d'interpolation sur le module et la phase de l'induction qui astreignent l'aimantation à ne pas dépasser l'aimantation à saturation !
- Dans le cas des modèles elliptique ou elliptique basculé [4.5], les composantes de l'induction B_x et B_y (à module du champ constant) sont reliées elliptiquement. Le souci supplémentaire du concepteur a été dans ce cas, que à H_a constant, le module de l'induction le plus faible soit obtenu suivant l'axe cristallographique de difficile aimantation imposé par la seule énergie magnétocristalline, soit $\langle 111 \rangle$ pour les tôles G.O. et $\langle 110 \rangle$ pour les tôles "cubiques" ou N.O. Le comportement des tôles anisotropes évoqué précédemment, que l'on peut illustrer sur la figure 4.15, et notamment les interactions entre familles principales de domaines n'a toujours pas été pris en compte dans ces interpolations.

Ce sont les densités de pôles magnétiques aux joints de grain et en surface qui règlent ces interactions, et l'équilibre magnétique entre ces 3 familles de domaines dépend donc de l'équilibre des énergies d'aimantation à fournir à chacune de ces familles relativement aux énergies magnétostatiques liées à ces densités de pôles. La compréhension qualitative du phénomène d'anisotropie macrosocopique se situe plutôt au niveau énergétique, ce qui pousse à chercher des approches thermodynamiques de l'anisotropie.

4-3-2/ Approche thermodynamique : modèle de coénergie

Une approche thermodynamique décrit un comportement anhystérétique rigoureux de la loi d'aimantation $\mathbf{B}-\mathbf{H}$: dans ce cas on peut montrer par des transformations isothermes du champ ou de l'induction que l'accroissement de coénergie magnétique $d\omega' = \mathbf{B}d\mathbf{H}$ ou respectivement d'énergie magnétique $d\omega = \mathbf{H}d\mathbf{B}$ sont des différentielles exactes. On définit ainsi deux fonctions coénergie ω' et énergie ω qui ne dépendent respectivement que de \mathbf{H} et de \mathbf{B} et doivent vérifier dans un repère (x,y) les relations 4.21.a ou 4.21.b :

$$\frac{\partial B_x}{\partial H_y} = \frac{\partial B_y}{\partial H_x} \quad (4.21.a) \quad \text{ou} \quad \frac{\partial H_x}{\partial B_y} = \frac{\partial H_y}{\partial B_x} \quad (4.21.b)$$

La prise en considération de chacune de ces relations assure que la connaissance de 3 des 4 composantes de (H_x, H_y, B_x, B_y) permet d'accéder à la quatrième et que le point d'équilibre magnétique (H_x, H_y, B_x, B_y) ainsi atteint est unique pour chaque niveau énergétique du système (cela revient à dire que le système ne voit plus qu'un seul minimum énergétique, cohérent avec l'hypothèse anhystérétique et en opposition avec la dégénérescence énergétique en plusieurs minima caractéristique du comportement hystérétique).

Le bien-fondé théorique de ces relations a été vérifié expérimentalement par Timotin [4.6], au prix d'expériences très lourdes utilisant plusieurs bobines de tôles G.O.-M6X de même axe que celui d'un gros électroaimant leur assurant un champ uniforme (figure 4.17). L'auteur a ainsi montré que la relation (4.21) permettait de passer avec une très bonne précision d'un réseau de courbes expérimentales $H_x(B_x, B_y)$ à un autre réseau de courbes $H_y(B_x, B_y)$ par :

$$H_y(B_x, B_y) = H_y(B_y, 0) + \int_0^{B_x} \frac{\partial H_x}{\partial B_y}(B, B_y) dB \quad (4.22)$$

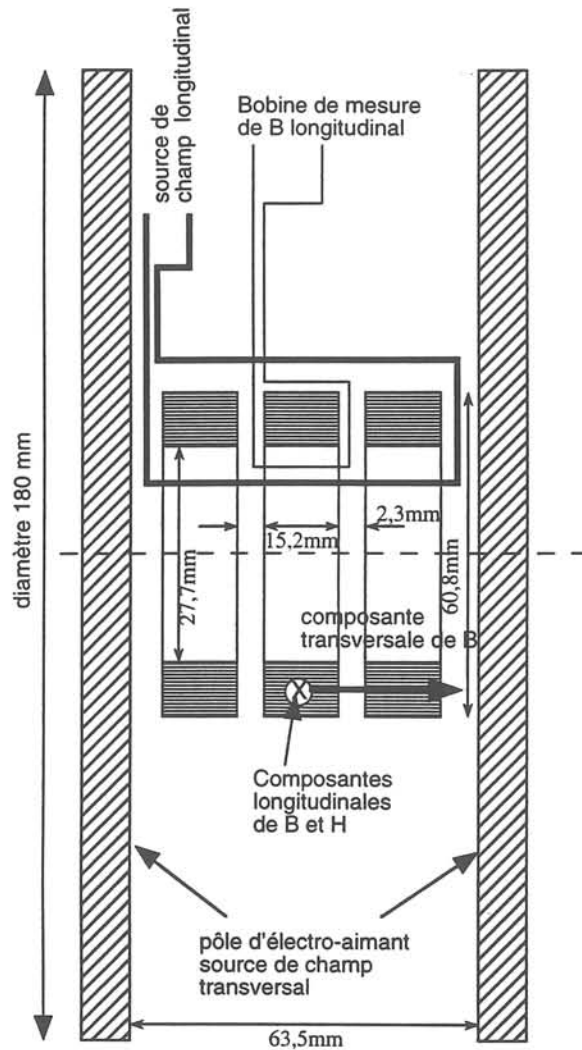


Fig.4.17 : Principe expérimental de détermination des courbes anhystériques (B_x, B_y, H_x, H_y) dans les tôles G.O. selon Timotin [4.6]

Silvester a montré que l'équivalence de représentation magnétique de la loi d'aimantation entre

$$\omega'(H) = \int_0^H B(H) dH \quad (4.23) \quad \text{et} \quad \mathbf{B}(H) = \frac{\partial \omega'(H)}{\partial H_x} \vec{u}_x + \frac{\partial \omega'(H)}{\partial H_y} \vec{u}_y \quad (4.24)$$

(où \vec{v}_x et \vec{v}_y vecteurs unitaires directeurs des axes x et y) permettait de dégager une méthodologie de conception de modèles $\vec{B}-\vec{H}$ anisotrope et anhystérique basée sur la représentation des lignes d'iso-coénergie :

$$F(H_x, H_y, \omega') = 0 \quad (4.25)$$

dont on peut tirer ensuite les composantes de l'induction par la relation (4.24). Le passage par dérivation/intégration vectorielle entre les représentations $B(H)$ et $\omega'(H)$ est schématisé sur la fig.4.18. Il est important de voir que la relation thermodynamique vectorielle de départ liant les 4 variables H_x, H_y, B_x, B_y se transforme ainsi en une relation scalaire-vectorielle à 3 variables seulement, à condition de connaître les lignes d'iso-coénergie du système. Un raisonnement

strictement identique peut être fait pour la représentation énergétique duale de la précédente, basée sur la description des lignes d'iso-énergie $F(B_x, B_y, \omega) = 0$.

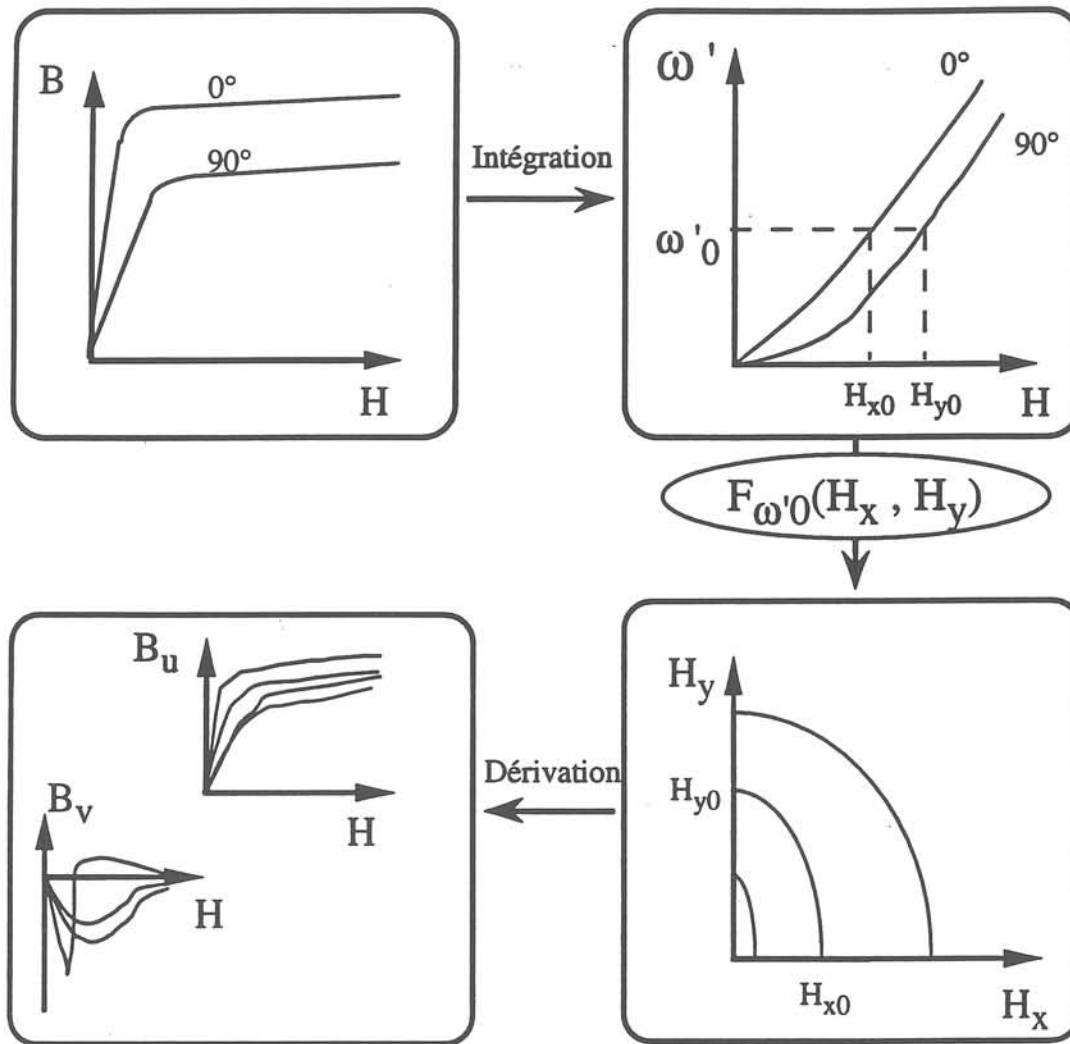


Fig.4.18 : Schéma de principe du modèle de coénergie [5]

T. Péra a proposé sur la base de considérations liées à la texture du matériau, un modèle empirique des lignes d'iso-coénergie. Il s'appuie sur les 2 courbes d'aimantation anhystériques mesurées suivant les directions de laminage (axe x) et travers (axe y). Grâce aux propriétés d'orthotropie des tôles laminées, \mathbf{H} et \mathbf{B} sont parallèles suivant ces 2 axes et on accède alors facilement à la coénergie :

$$\omega'(H_x, 0) = \int_0^{H_x} B_x(H_x, 0) dH_x \quad (4.26.a) \quad \text{et} \quad \omega'(0, H_y) = \int_0^{H_y} B_y(0, H_y) dH_y \quad (4.26.b)$$

par intégration. La représentation des lignes d'iso-coénergie se ramène alors à trouver une relation liant H_x et H_y pour une valeur donnée de coénergie ω'_0 qui définit déjà les champs caractéristiques long $H_{x0}(\omega'_0, H_y=0)$ et travers $H_{y0}(\omega'_0, H_x=0)$. Sachant de plus que :

- i) la direction de B est toujours localement orthogonale à la ligne d'iso-coénergie et qu'en particulier cette ligne est localement orthogonale aux axes x (si $H_y=0$) et y (si $H_x=0$),
- ii) compte-tenu du caractère anhystérétique supposé, \mathbf{H} et \mathbf{B} sont toujours dans le même quadrant du plan (H_x, H_y) et de plus $H_y(H_x)$ est décroissante dans le quadrant ($H_x > 0$, $H_y > 0$),
- iii) la direction de difficile aimantation est obtenue lorsque le champ est maximal à coénergie ω'_0 donnée,

T. Péra a alors choisi [4.7] pour représenter la loi H_y-H_x d'iso-coénergie ω'_0 :

$$F(H_x, H_y) = \left[\frac{H_x}{H_{x0}(\omega_0)} \right]^n + \left[\frac{H_y}{H_{y0}(\omega'_0)} \right]^n - 1 = 0 \quad (4.27)$$

où l'exposant n définit la forme de la courbe intermédiaire entre l'ellipse ($n=2$) et le rectangle ($n \rightarrow \infty$) et est donc déterminé au point anguleux (direction de difficile aimantation) par la proposition iii) : pour cela il suffit de connaître la position de la direction de difficile aimantation pour chaque valeur de coénergie ω'_0 . Lorsque la texture assure une équivalence magnétique parfaite de 2 directions du plan de la tôle (texture "cubique", tôles sans texture) alors n est indépendant de ω'_0 et $n=2$. Le cas des tôles N.O. peut se ramener en bonne approximation au cas précédent car la texture y est faible et assez proche d'une composante de texture "cubique". En revanche dans le cas des tôles G.O., la texture induit un fort déséquilibre des densités de pôle magnétique entre les axes long et travers, ce que T. Péra a choisi de représenter [P24] par une phase α (toujours repérée par rapport à la direction de laminage) la direction de facile aimantation définie par $\text{tg}\alpha = \frac{H_{y0}}{H_{x0}}$ (4.28).

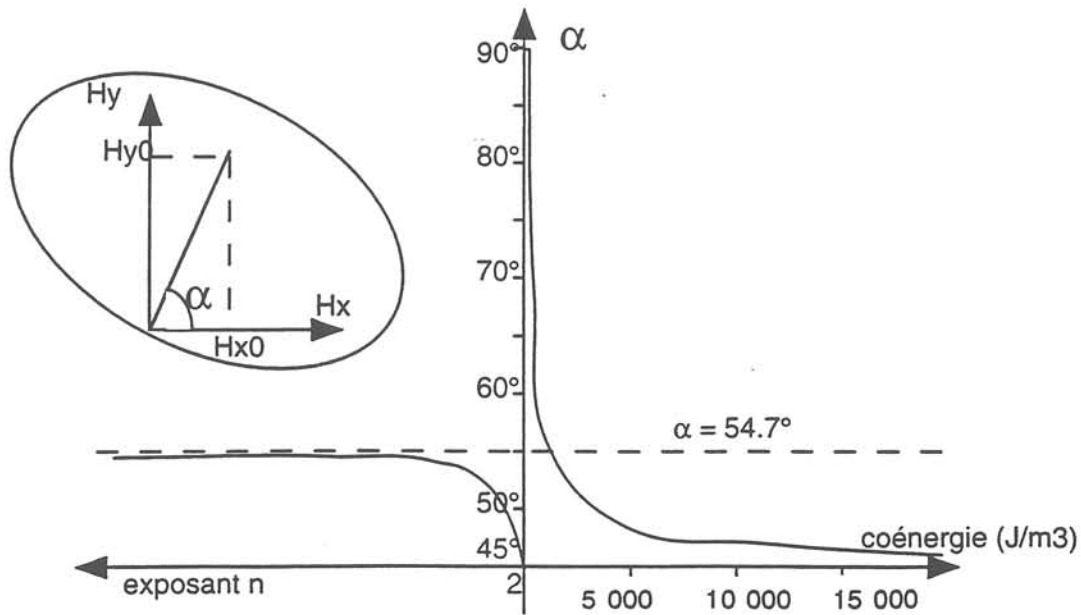
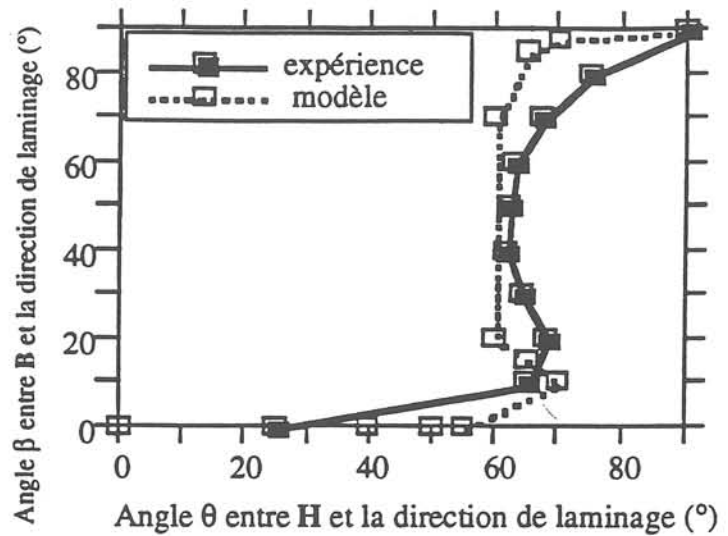


Fig.4.19 : Modèle de coénergie : amplitude de la coénergie et exposant "n" des lignes d'iso-coénergie en fonction de la phase α de l'axe de difficile aimantation

Lorsque $\alpha > 54,7^\circ$, c'est α qui est considéré comme pertinent pour définir la DFA ; alors $n = \infty$ et \vec{B} ne peut avoir que deux directions x ou y (cf figure 4.19). On est alors dans le cas des basses énergies. Lorsque $\alpha < 54,7^\circ$, c'est la direction cristallographique qui redevient DFA, ce qui permet de définir analytiquement n en fonction de α donc de ω'_0 [4.7].

Les 2 équations précédentes définissent donc entièrement les lignes d'iso-coénergie, ce qui permet ainsi dans tous les cas de tôles d'acier magnétique de représenter la loi $\vec{B}(\vec{H})$ à partir des seules courbes d'aimantation en long et travers et au travers du jeu d'intégration $\omega'(\vec{H})$ et dérivation $\frac{\partial \omega'}{\partial H_i}$ ($i=x$ ou y) numériques (relations 4.23 et 4.24). Comparé aux données expérimentales obtenues sur un petit cadre à champ tournant ($B=1,2$ T, $f=50$ Hz) avec des tôles G.O.-M4X, le modèle présente un bon comportement qualitatif [P26] (cf fig.4.21) ; cependant on voit (fig.4.20) que l'aimantation a beaucoup de mal à "se décoller" de ses axes de symétrie (x et y). C'est le fruit de la description beaucoup trop sommaire des interactions entre familles de domaines ($n=\infty$ tant que $\alpha > 54,7^\circ$) ; au lieu du découplage parfait à bas champ avancé par la théorie des phases (ce qui correspondrait à une ligne d'iso-coénergie elliptique $n=2$), le modèle de co-énergie présente des interactions infinies résultant en une situation monofamille. Nous avons par ailleurs vérifié plus précisément la pertinence du modèle sur le seul jeu complet et a priori fiable de données expérimentales $\vec{H}-\vec{B}$ que nous connaissions, permettant d'accéder à tout niveau d'induction [4.3]. Dans la plage de champs électrotechniques les variations de direction de l'induction sont trop brutales lorsque le champ est appliqué à $55-85^\circ$ de la direction de laminage. En revanche dans cette même plage d'amplitude et de phase de H, le modèle de

Fig.4.20 : Phase de l'induction en fonction de la phase du champ appliqué, dans le cas d'une tôle Fe3%Si G.O. type M4X, caractérisée en champ tournant avec un module constant de l'induction et égal à 1.2T : comparaison modèle de coénergie/expérience [5].



coénergie reste qualitativement très performant, en représentant par exemple la diminution locale du module de B lorsque H croît (ainsi que la coénergie). Ce comportement, assez curieux au premier abord, ne fait que traduire la transition progressive de volumes aimantés $[001]$ en volumes aimantés $[100]$ et $[010]$ qui participent avec un facteur inférieur à $\cos 45^\circ$ à l'aimantation macroscopique mesurée dans le plan de la tôle. La bonne représentation qualitative de ce phénomène est à mon sens le meilleur critère de pertinence d'un modèle d'anisotropie. Dans le cas des tôles G.O. , une des conséquences de ce phénomène est que lorsque H est appliqué à plus de $54,7^\circ$ de la direction de laminage, il existe pour certaines valeurs de $|B|$ et de sa phase trois états énergétiques différents de l'aimantation définissant ainsi 3 valeurs de $|H|$, différentes (fig.4.21).

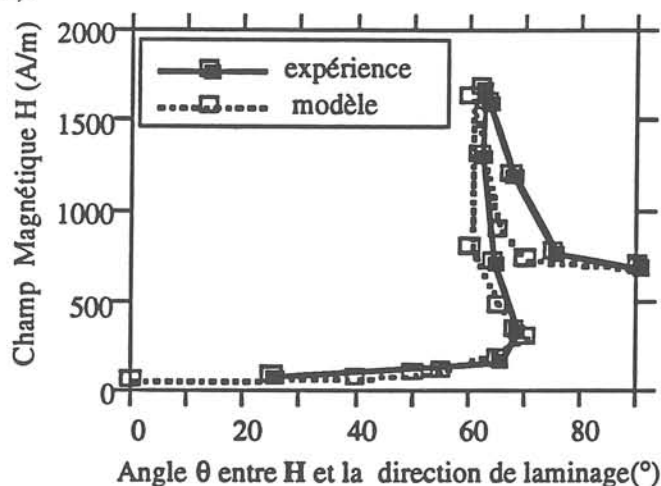


Fig.4.21 : Module du champ appliqué en fonction de sa phase, dans le cas d'une tôle Fe3%Si G.O. type M4X, caractérisée en champ tournant avec un module constant de l'induction et égal à 1.2 T : comparaison modèle de coénergie / expérience [5]

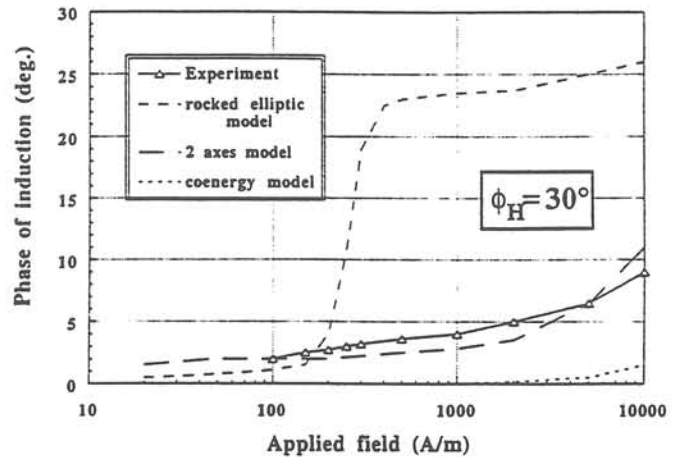
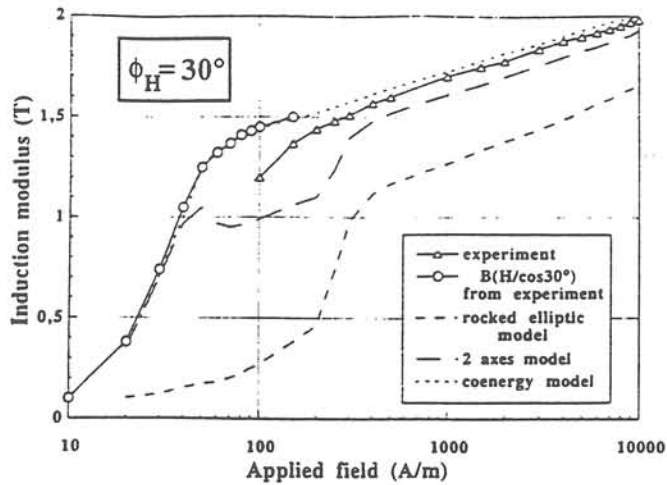


Fig.4.22 : Comparaisons du module et de la phase de l'induction en fonction de celui du champ appliqué pour des modèles "elliptiques basculés" [4.5], "des 2 axes" [4.4] et de "coénergie" avec l'expérience, dans le cas de champs appliqués à 30° par rapport à la direction de laminage et pour des tôles Fe3%Si G.O. M6H selon Hofman [4.3]

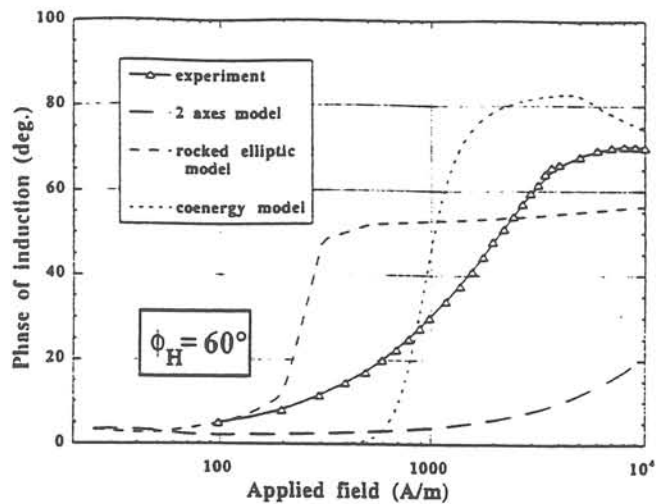
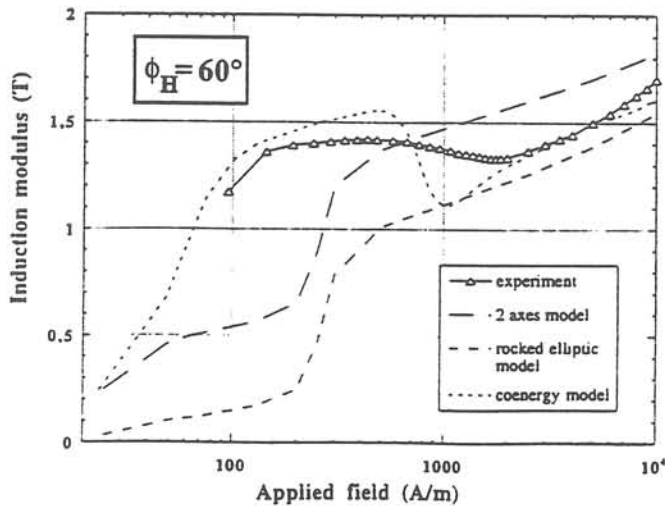


Fig.4.23 : Comparaison du module de l'induction en fonction de celui du champ appliqué pour des modèles "elliptiques basculés" [4.5], "des 2 axes" [4.4] et de "coénergie" avec l'expérience, dans le cas de champs appliqués à 60° par rapport à la direction de laminage et pour des tôles Fe3%Si G.O. M6H selon Hofman [4.3]

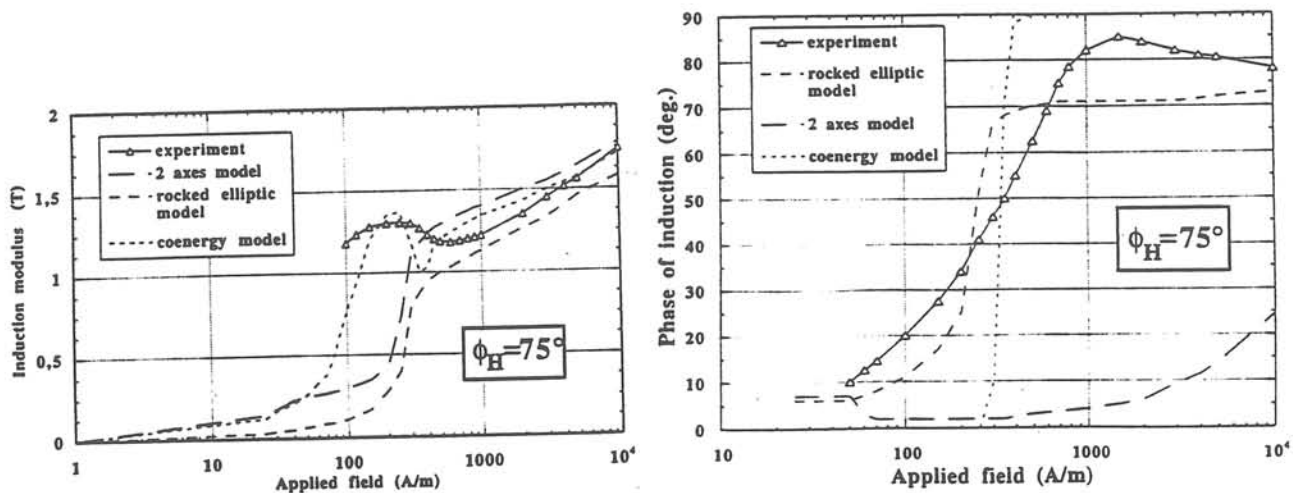


Fig.4.24 : Comparaison du module de l'induction en fonction de celui du champ appliqué pour des modèles "elliptiques basculés" [4.5], "des 2 axes" [4.4] et de "coénergie" avec l'expérience, dans le cas de champs appliqués à 75° par rapport à la direction de laminage et pour des tôles Fe3%Si G.O. M6H selon Hofman [4.3]

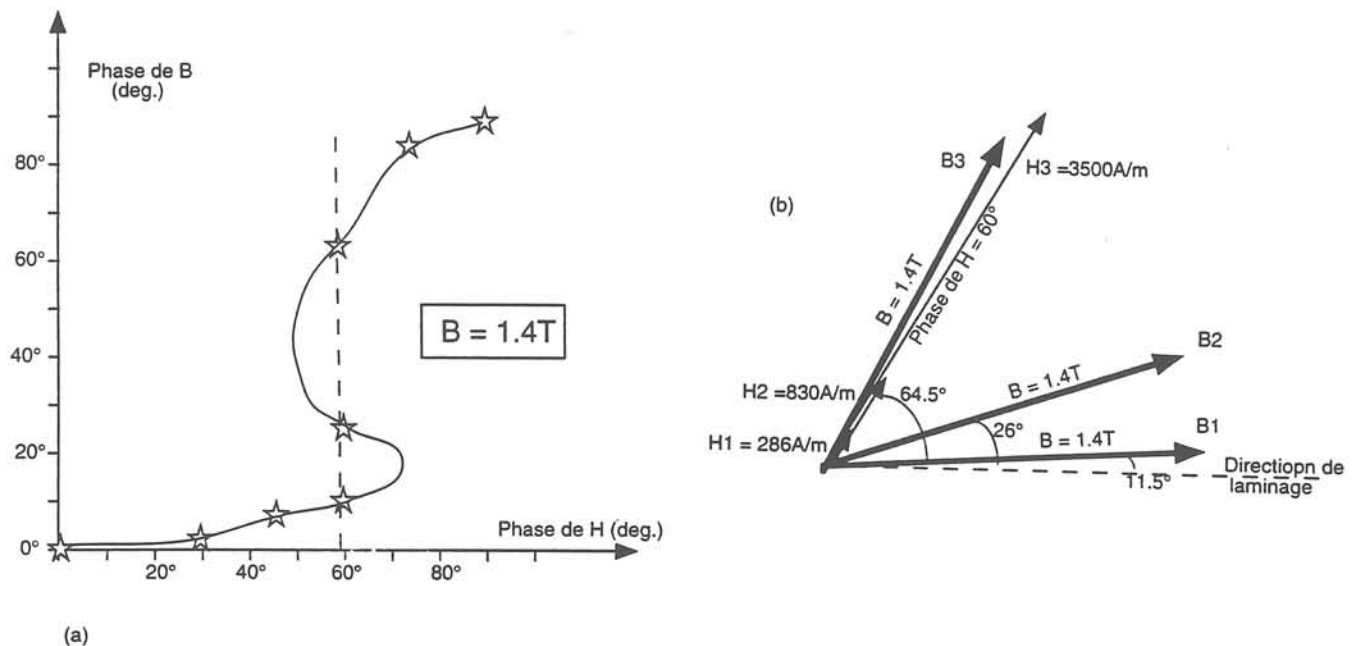


Fig. 4.25 : (a) Relation entre phases de B et H à 1.4 T. Mise en évidence de 3 phases d'équilibre possibles
(b) Relation d'anisotropie B-H à module d'induction imposé (1.4 T) et phase de H imposée (60°). Cas de tôles Fe3%Si G.O. M6H d'après Hofman [3]

Le modèle de coénergie m'apparaît comme un pas significatif dans la représentation macroscopique de l'anisotropie des tôles magnétiques, permettant dans tous les cas de texture une bonne description qualitative du comportement magnétique et une bonne approche quantitative des grandeurs \mathbf{H} et \mathbf{B} , ce qu'aucun autre modèle macroscopique ne peut prétendre à ma connaissance. Il a de plus été conçu en vue de son implantation en modélisation électromagnétique sur FLUX3D-2D en potentiel scalaire, ce qui a été fait par T. Péra et a permis la résolution d'un certain nombre de cas électrotechnique tels que gros alternateur, machine

synchrone à aimants ou joints de gros transformateur [P27]. On voit par exemple (fig. 4.26) dans le cas d'un joint triple de transformateur que l'utilisation des tôles G.O. à texture $\{110\}<001>$ provoque de très fortes hétérogénéités spatiales de \vec{H} et \vec{B} en norme et phase [P34]. L'anisotropie très forte (n très élevé) à basse coénergie provoque en effet des situations instables lorsque le champ magnétique d'équilibre \vec{H} est orthogonal à la direction de laminage qui est l'axe de facile aimantation (zone au centre et en bas de la fig.4.26); on observe alors des incohérences d'aimantation, la conservation du flux n'étant pas assurée localement. Cela n'a toutefois pas empêché le calcul de converger dans ce cas précis. On voit par comparaison que l'utilisation de tôles "cubiques" doublement orientées, à texture $\{110\}<001>$, assure une rotation beaucoup plus progressive du flux et du champ avec notamment une réduction sensible des déphasages \vec{H}/\vec{B} (ce qui va dans le sens d'une baisse des pertes rotationnelles en régime dynamique) ; de plus le calcul numérique (convergence) en est également sensiblement amélioré. M. Mekhiche a par exemple montré que la substitution au stator des tôles N.O. utilisées industriellement par des tôles "cubiques" Fe3%Si-400 ppm d'Al fabriquées en laboratoire sur la base du laminage croisé permettait d'augmenter de 12% l'induction dans l'entrefer d'une machine à aimants [P28].

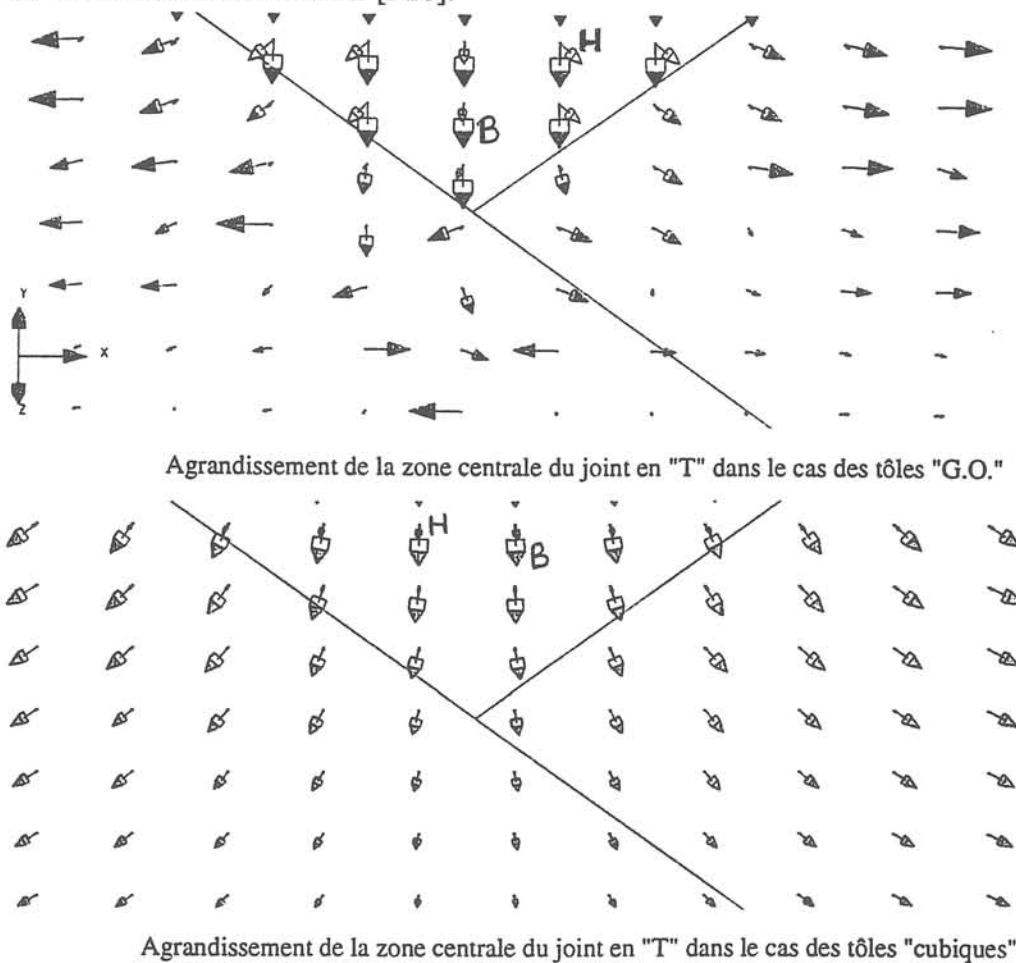


Fig.4.26 : Modélisation d'un joint de transformateur triphasé : mise en évidence des hétérogénéités spatiales locales de \vec{H} et \vec{B} dans les zones de forte instabilité magnétique dans le cas d'une tôle G.O. (fig.4.26.a) ; transitions spatiales de \vec{H} et \vec{B} beaucoup plus progressives dans le cas d'une tôle à texture "cubique" (fig.4.26.b)

Certaines modélisations de dispositif posent cependant problème (convergence) lorsqu'il s'agit de tôles G.O. : pour les mêmes raisons que précédemment, dès que la direction de facile aimantation macroscopique fortement privilégiée énergétiquement se trouve soit orthogonale à la direction du champ \vec{H} soit non colinéaire localement [P33] aux côtés des tôles magnétiques (effets de champ démagnétisant qui inverse l'aimantation locale, annulant alors le champ démagnétisant etc. ...), alors le calcul ne converge plus dans une procédure "conventionnelle" (calcul optimisé du coefficient de sous relaxation, pré-calcul \vec{H} - \vec{B} sur tôle N.O. ou "cubique"). Connaissant a priori l'origine de ces problèmes, nous avons proposé de résoudre ces difficultés en faisant varier la phase θ de la direction [001] de facile aimantation (tôle G.O. (110)[001]) par rapport à la direction de laminage (fig.4.27) : ce processus a permis, dans le cas d'un transformateur poinçonné dans des tôles G.O. [P29], de faire converger le calcul en diminuant progressivement l'angle θ et en faisant commencer chaque calcul à partir de la distribution de champ obtenue avec la valeur de θ précédente. Ce type de comportement de la convergence numérique ne fait que montrer que l'équilibre magnétique obtenu par la simulation numérique est d'autant plus instable que l'anisotropie macroscopique est marquée.

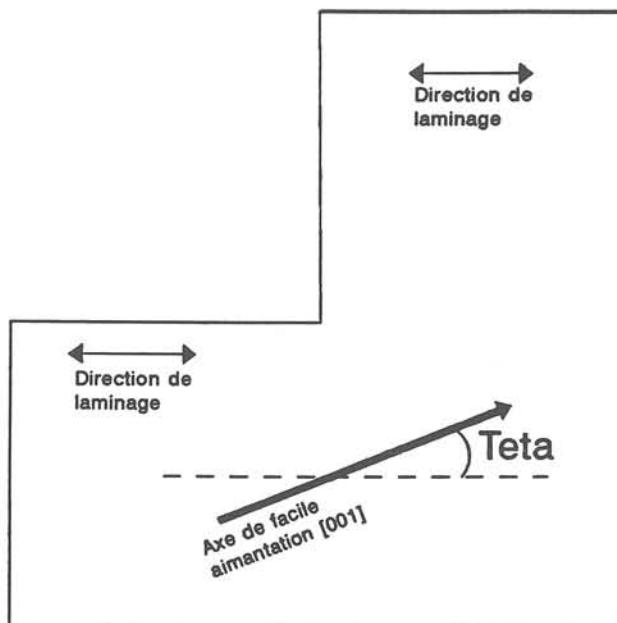


Fig.4.27 : Schéma de principe pour la convergence de la modélisation électromagnétique d'une pièce de transformateur poinçonné en tôle Fe3%Si G.O. :

- Convergence num. pour $\theta = \theta_{a0}$ (θ_0 arbitraire et égal à 10 deg. par exemple) \rightarrow "zy 0(j=0)
- Convergence num. pour $\theta = \theta_0(1-i/n)$ à partir de l'état passant \rightarrow état i
- Lorsque $i=n$, $\theta=0$: la direction de laminage et l'axe [001] sont redevenus parallèle comme dans la réalité en n pas, et la convergence est obtenue

4-3-3/ Modèle de coénergie : critiques et perspectives

Suite à la thèse de T. Péra, nous disposons maintenant au L.E.G. d'un outil de modélisation développé en potentiel scalaire, implanté par T.Péra et Y. Maréchal de l'Equipe Modélisation, et permettant de résoudre en 2D de nombreux problèmes magnétostatiques sur la

base d'une description non linéaire et anisotrope des tôles magnétiques . De tout ce qui vient d'être dit, les voies de progrès se dégagent d'elles-mêmes :

- tester et arranger la version anisotrope par coénergie de flux 3D-2D, afin notamment de réduire les sources de non-convergence, d'insérer diverses procédures de calcul pouvant permettre la convergence en fonction du problème-type traité, et enfin de documenter et augmenter l'expérience en problèmes non linéaires anisotropes traités par ce type de modèle. Ce travail, mené actuellement par F. Ossart de l'Equipe Modélisation, devrait permettre à terme à tout utilisateur de flux 3D-2D de faire des calculs magnétostatiques non linéaires anisotropes, assez corrects quantitativement dans l'hypothèse anhystérétique ;
- Le développement de ce modèle d'anisotropie macroscopique et anhystérétique permettra de calculer la distribution de \mathbf{H} et \mathbf{B} en régime magnétostatique. Sur cette base, il est alors envisageable de calculer a posteriori les pertes magnétiques par un modèle de type "Bertotti", pour avoir une idée de la distribution et de l'ordre de grandeur des échauffements, sachant que dès le départ la distribution de \mathbf{H} aura été déterminée sans prendre en compte les phénomènes dissipatifs!

4-3-4/ Approche thermochimique :

Nous avons développé, M. Mekhiche et moi-même, ce modèle d'anisotropie depuis 1994 [4.8, P25]. Le principe de construction du modèle est cette fois l'analogie thermochimie/magnétisme, dont nous exposons ci-après les grandes lignes.

L'enthalpie libre molaire de formation d'une solution binaire A-B est la somme de l'enthalpie libre idéale, combinaison linéaire des enthalpies libre idéales de chaque corps pur, et de l'enthalpie libre d'excès ΔG_{XS} qui prend en compte les interactions entre ces 2 espèces. Dans le cas d'une solution idéale $\Delta G_{XS} = 0$ tandis que dans le cas général d'une solution régulière $\Delta G_{XS} = \lambda \cdot x_A \cdot x_B$ où x_i fraction molaire de l'espèce i et λ coefficient d'interaction propre au couple A/B. L'analogie entre les espèces chimiques A et B, et les 2 familles de domaines x et y aimantées respectivement suivant les directions $[00\bar{1}]$ ou $[001]$ parallèles à la direction de laminage pour l'espèce x ou suivant les directions $[100]$, $[\bar{1}00]$, $[010]$ ou $[0\bar{1}0]$ pour l'espèce y , dans le cas des tôles G.O. à texture $(110)[001]$, peut être faite. L'énergie du système magnétique s'exprime alors par :

$$\Delta E = f_{t_x} \cdot E_{t_x}(H'_x) + f_{t_y} \cdot E_{t_y}(H'_y) + \lambda \cdot f_{t_x} \cdot f_{t_y} + f_{t_x} \cdot E_{nucl} \quad (4.29)$$

où f_{t_x} et f_{t_y} sont respectivement les fractions volumiques des domaines x et y ($f_{t_x} + f_{t_y} = 1$) ; $E_{t_i}(H)$ est l'énergie magnétique idéale (pas d'interaction entre i et j) stockée par l'espèce i sous un champ H_a pour passer de l'état désaimanté de la famille i (50% des domaines de la famille i sont aimantés \downarrow dans la direction de H_a tandis que les 50% restant sont antiparallèles \uparrow) à l'état aimanté sous ce champ H_a (alors $f_{t_i\downarrow} \neq f_{t_i\uparrow}$). La prise en compte de la "barrière de potentiel"

de nucléation des domaines y à partir d'un état désaimanté (on constate en effet que $J_{DT} \approx 0$ T lorsque $H_y = H_a < 200 \text{ A/m}$) est faite au travers de l'énergie volumique de nucléation E_{nucl} .

Dans le cas des tôles G.O., la famille "y" englobe les 2 directions de facile aimantation [100] et [010] symétriques par rapport à la direction travers DT; on considère pour se ramener à un modèle bidimensionnel que la famille "y" est constituée de domaines aimantés suivant DT et portant une aimantation pondérée par $\cos(\pi/2 - \theta)$ où θ est l'angle d'équilibre de l'aimantation J_s par rapport aux axes cristallins (cf fig. 4.28).

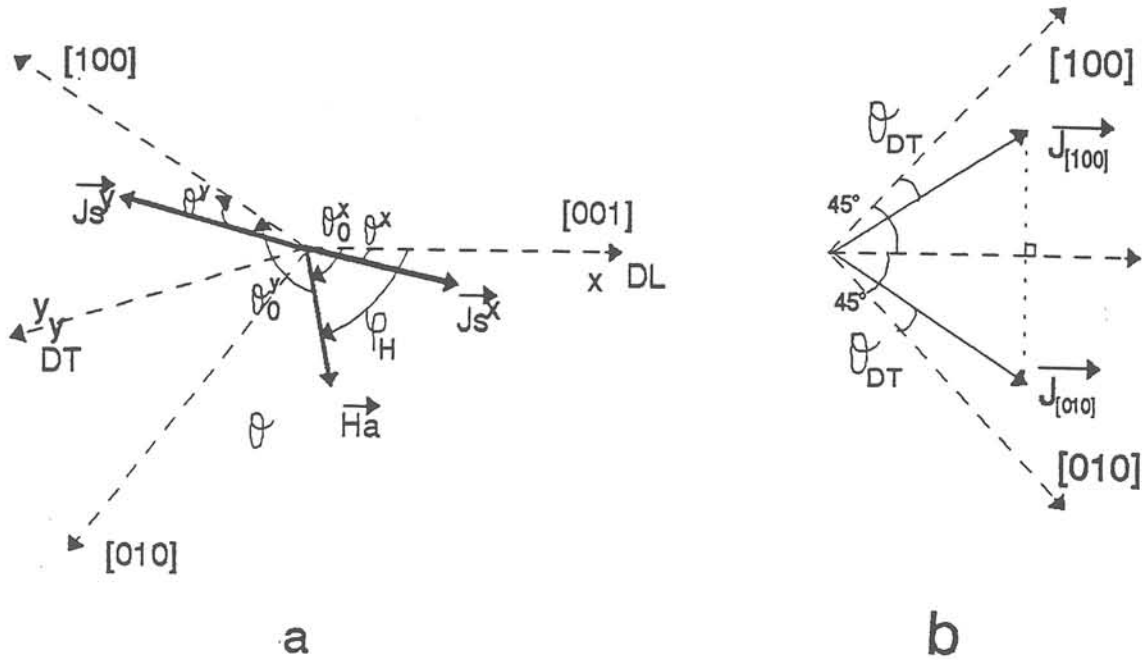


Fig.4.28 : Modèle "thermochimique" à 2 familles de domaine (cas d'une texture de Goss) : (a) représentation perspective des principales grandeurs calculées, (b) équivalence magnétique des 2 axes de facile aimantation [100] et [010]; (c) grandeurs énergétiques utilisées dans la loi de partage des domaines

L'énergie E_{t_i} est finalement la somme pondérée de termes de coénergie (énergie stockée E_{st_i} suivant chaque axe quaternaire) et d'un terme d'énergie magnétocristalline E_{k_i} . Ce dernier rend compte de la facilité relative (d'une famille par rapport à l'autre) des rotations à un niveau d'énergie donné, et en particulier permet de décrire que à haut champ la loi de partage (4.29) tende vers la règle de prédominance des phases de Néel :

$$E_{t_i}(H'_i) = \gamma \cdot E_{st_i}(H'_i) + E_{k_i}(H_a) \quad (4.30)$$

H'_i est la composante de H_a qui agit sur le déplacement des parois i

$$\text{soit} \quad H'_i = H_a \cdot \cos(H_a, D_{FAi}) \quad (4.31)$$

Lorsque l'énergie fournie au système augmente, on passe progressivement d'un processus dominant par déplacement irréversible de parois à 180° dans chaque famille et dans

certain cas à la transformation $x \rightarrow y$ par parois à 90° , à un processus de rotations réversibles: en conséquence l'énergie que doit minimiser le système magnétique porte de moins en moins sur l'énergie micromagnétostatique (masses magnétiques virtuelles aux joints de grain et en surface) et de plus en plus directement sur l'énergie magnétocristalline. Ce changement est représenté par le coefficient γ dans (4.30), qui établit la balance entre E_{st_i} et E_{k_i} dans chaque cas idéal (familles x et y présentes sans interaction) sous un champ quelconque \mathbf{H}_a . Plus les familles x et y peuvent être saturées sous l'effet des champs respectifs H_x et H_y (en supposant l'autre composante nulle), plus l'énergie magnétocristalline prendra de l'importance dans la loi de partage x - y des domaines, comme cela est illustré par les tôles G.O. lorsque $\phi_H > 54.7^\circ$ (cf fig.4.15) : dans ce but nous avons décrit γ par :

$$\gamma = 1 - \frac{f_x^0 f_y^0}{\cos(\frac{\pi}{2} - \theta_{DT})} \quad (4.32.a) \quad \text{avec} \quad f_x^0 = \frac{J_{DL}(H_x)}{J_s} \quad \text{et} \quad f_y^0 = \frac{J_{DT}(H_y)}{J_s}$$

et $J_{DL}(H)$, $J_{DT}(H)$ courbes d'aimantation dans les directions respectives long (DL) et travers (DT). La minimisation de ΔE par rapport à f_x^t permet d'accéder à celui-ci :

$$f_x^t = \frac{1}{2} + \frac{1}{2\lambda} [E_x^t(H'_x) - E_x^t(H'_y) + E_{nucl.}] \quad (4.33)$$

Le coefficient d'interaction λ doit vérifier plusieurs conditions aux limites, de symétrie et vérifier certains comportements-limite; nous avons alors :

$$\lambda = \gamma [E_x^s(H'_x) + E_y^s(H'_y)] + E_{nucl.} + [E_x^k(\mathbf{H}_a) - E_y^k(\mathbf{H}_a)] \quad (4.34)$$

et les modules d'aimantation $J_{[001]}$ et $J_{[100],[010]}$ issus de chacun des trois axes de facile aimantation activés s'expriment alors par :

$$J_{[100],[010]}(\mathbf{H}_a) = J_s \cdot f_y^0(H_y) \cdot f_y^t(\mathbf{H}_a) \quad (4.35.a)$$

$$\text{et} \quad J_{[001]}(\mathbf{H}_a) = J_s \cdot f_x^0(H_x) \cdot f_x^t(\mathbf{H}_a) \quad (4.35.b)$$

D'où les composantes J_x et J_y de l'aimantation (fig.4.29)

$$J_x = J_{[001]} \cdot \cos \theta_x^0 + J_{[100],[010]} \sin \theta_y^{0'} \quad (4.35.a)$$

$$\text{et} \quad J_y = J_{[100],[010]} \cos \theta_y^{0'} + J_{[001]} \sin \theta_x^0 \quad (4.35.b)$$

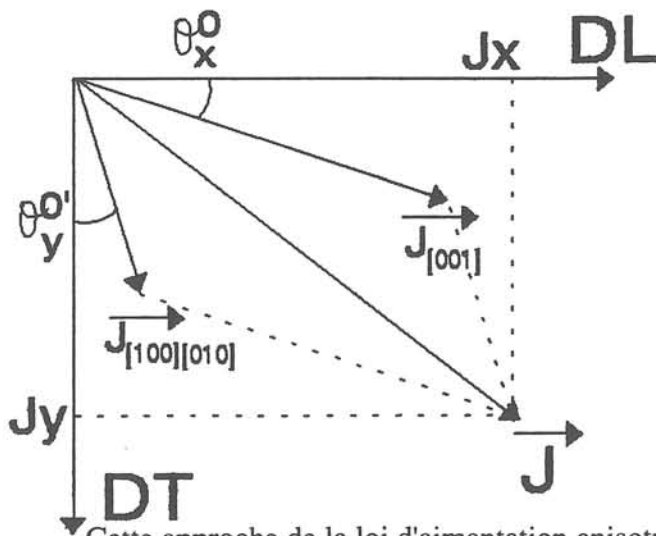


Fig.4.29 : Représentation des contributions d'aimantation de chaun des 2 familles de domaine

Cette approche de la loi d'aimantation anisotrope sans hystérésis, tout comme le modèle de coénergie, représente bien qualitativement le comportement anisotrope des tôles G.O., y

Fig.4.29 : Représentation des contributions d'aimantation de chacun des 2 familles de domaine

Cette approche de la loi d'aimantation anisotrope sans hystérésis, tout comme le modèle de coénergie, représente bien qualitativement le comportement anisotrope des tôles G.O., y compris la baisse locale d'aimantation déjà mentionnée lorsque ϕ_H est supérieur à 55° (cf fig. 4.30 et 4.31).

Seule l'énergie de nucléation doit être optimisée par rapport aux données expérimentales ($E_{nucl.} \approx 20 \text{ J/m}^3$ pour une tôle G.O.).

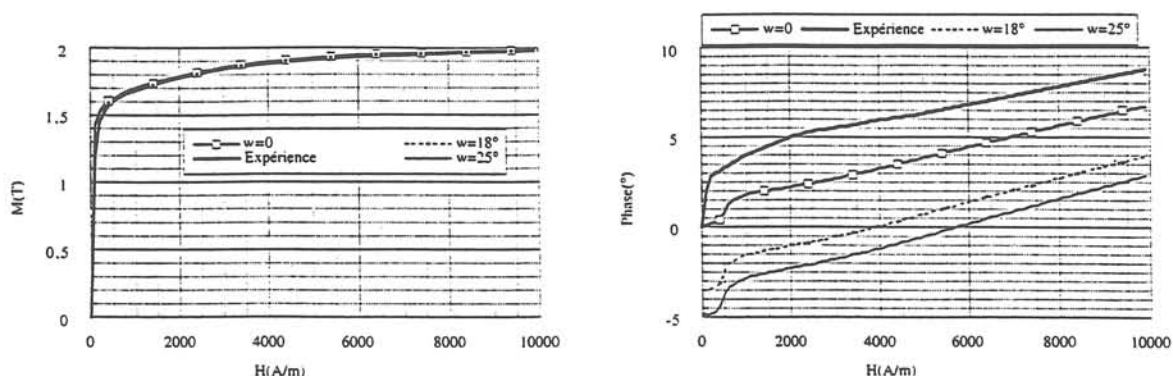


Fig.4.30 : Comparaison du modèle des 2 familles avec l'expérience dans le cas d'une texture de Goss, pour différentes désorientations (W) de la texture ; cas d'un champ appliqué à 30° de la direction de laminage

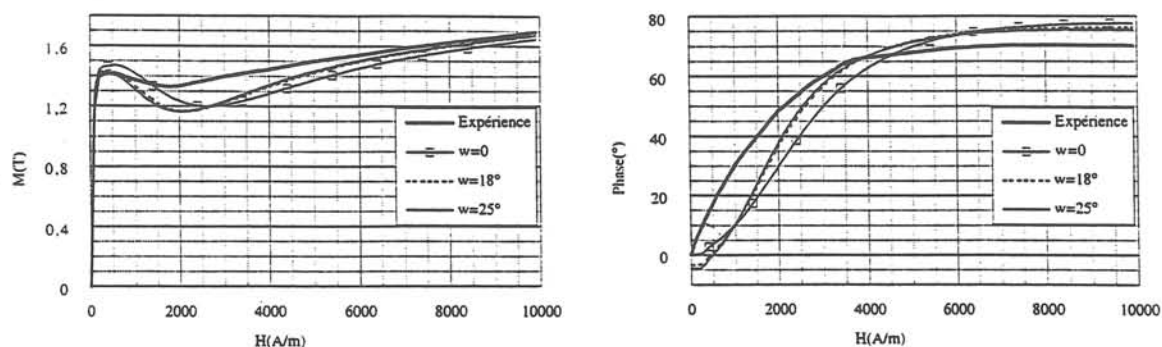


Fig.4.31 : Comparaison du modèle des 2 familles avec l'expérience dans le cas d'une texture Goss, pour différentes désorientations (W) de la texture ; cas d'un champ appliqué à 60° de la direction de laminage

Si on considère que l'énergie stockée par le matériau, d'origine magnétostatique (énergie utilisée par le matériau pour s'opposer aux effets de champs démagnétisants liés aux divergences locales de flux aux interfaces) est en première approximation fixée par le niveau d'aimantation (configuration en domaines nécessaire pour véhiculer un certain flux dans le matériau), alors l'introduction d'un comportement hystérétique dans le modèle peut être

envisagée (cf fig.4.32). Supposant connu l'état initial magnétique du matériau, les énergies stockées dans chaque famille x ou y sont déterminées non plus par les lois anhystérétiques $J_{DL}(H)$ et $J_{DT}(H)$ mais par les lois hystérétiques issues de 2 plans de Preisach $J_{DL}^{hyst.}(H)$ et $J_{DT}^{hyst.}(H)$ qui vérifient :

$$E_x^{st}(H_x) = \int_0^{J_{DL}^{-1}(J_{DL}^{hyst.}(H_x))} J_{DL}(H).dH \quad (4.37.a) \quad \text{et} \quad E_y^{st}(H_y) = \int_0^{J_{DT}^{-1}(J_{DT}^{hyst.}(H_y))} J_{DT}(H).dH$$

(4.37.b)

et les relations (4.35) sont alors simplement transformées en :

$$J_{[100],[010]}(H_a) = J_{DT}^{hyst.}(H_y).f_y^{t,hyst.}(H_a) \quad (4.38.a)$$

et $J_{[001]}(H_a) = J_{DL}^{hyst.}(H_x).f_x^{t,hyst.}(H_a) \quad (4.38.b)$

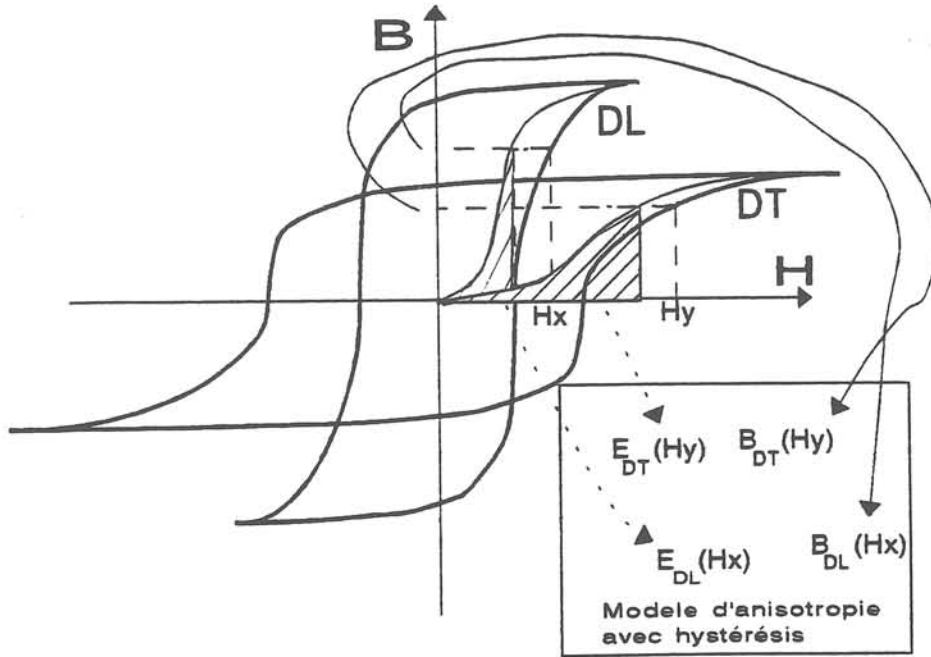


Fig.4.32 : Principe de construction d'un modèle anisotrope anhystérétique

On suppose ainsi implicitement que le coefficient d'interaction λ est conservé par le module de l'aimantation (pris ici comme image de l'état micromagnétostatique du matériau) de chacune des 2 familles x et y, et qu'il n'existe donc pas de couplage supplémentaire x-y du fait de l'hystérésis.

L'implantation de ce modèle d'anisotropie 2D avec hystérésis et 2 plans de Preisach en est à ses débuts et ne montre pour l'instant qu'une voie de développement d'un modèle général d'aimantation. La validation expérimentale 2D en régime quasistatique est très difficile à exécuter

et constitue une des tâches intéressantes dans l'avenir de caractérisation fine des tôles magnétiques.

Si on se projette maintenant vers la construction d'un modèle anisotrope prenant aussi en compte le comportement dynamique des parois, je pense que des considérations énergétiques telles que celles qui viennent d'être exposées, pourront prendre en compte qualitativement tous les phénomènes dissipatifs liés à des variations temporelles et spatiales du champ appliqué. En particulier lorsque l'épaisseur du matériau est sensiblement inférieure à l'épaisseur de peau, le champ peut être considéré en très bonne approximation comme uniforme dans la section de la tôle à chaque instant (cf §.4.4) et alors une relation entre énergie stockée et le niveau d'induction peut être appliquée en bonne approximation. En revanche si la tôle n'est plus adaptée à la fréquence fondamentale utilisée ($f > 100\text{Hz}$ pour des tôles conventionnelles), l'équation de Maxwell de diffusion magnétique bidimensionnelle se traduira par l'introduction d'un terme supplémentaire d'interaction dynamique dans la loi de partage (4.33-4.34); on doit en effet prendre en compte à ce niveau non seulement le gradient de champ dans l'épaisseur comme cela est fait ordinairement dans les modèles dynamiques unidirectionnels (\vec{H}/\vec{B} , cf §.4.4) mais aussi le gradient de champ dans le plan vectoriel de laminage x-y dû à la diffusion 2D (cf fig. 4.32).

Le cadre de construction d'un modèle général d'aimantation me semble ainsi esquissé : un tel modèle ne peut arriver à maturité que si la conception de loi de comportement est étroitement associée à la caractérisation magnétique (en particulier les besoins de la construction du modèle imposent le type de caractérisation qui doit être développé).

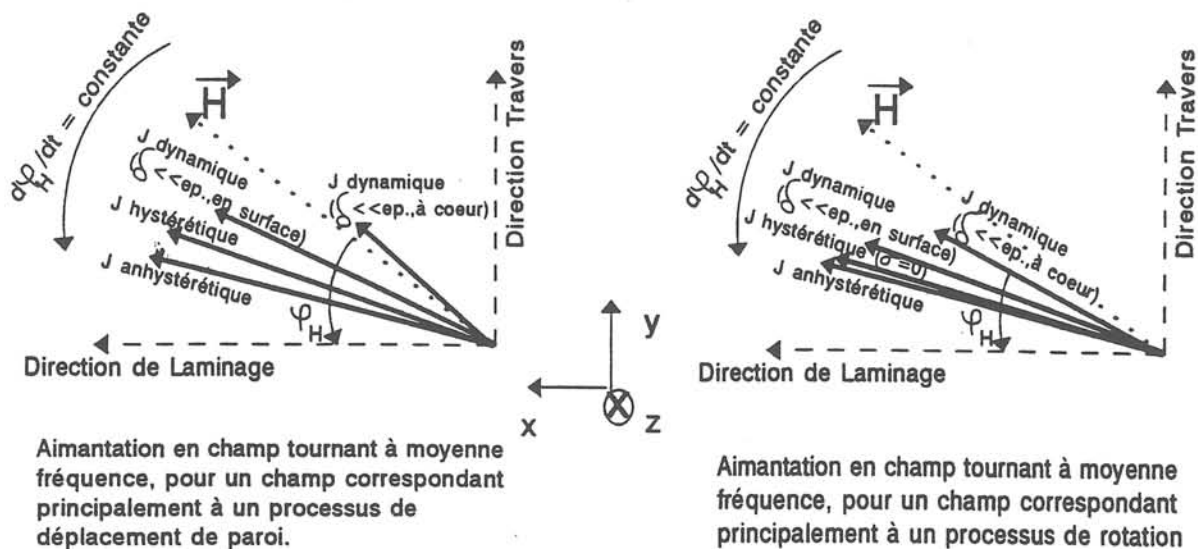


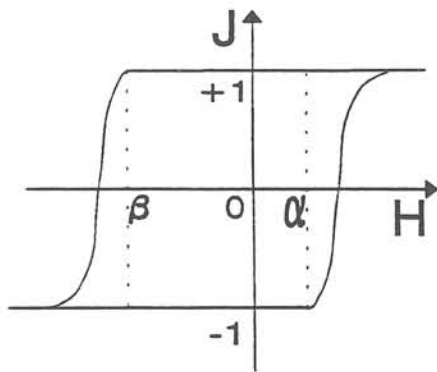
Fig.4.32 : Schéma de principe des positions respectives Champ H - Aimantation J pour différentes hypothèses de comportement magnétique, dans le cas d'un champ tournant à moyenne fréquence (δ : épaisseur de peau conventionnelle, ϕ_H phase de H)

4-4/ Dynamique : approche de la complexité dans les cas où $\vec{H} // \vec{B}$

Nous avons déjà souligné au début de ce chapitre que seul un modèle final, à formulations analytiques, permettant d'associer à un champ de surface $H_S(t)$ l'induction moyenne $\bar{B}(t)$ dans la section de la tôle, pouvait prendre en compte les processus d'aimantation dynamiques lorsque l'on modélise par éléments finis des tôles magnétiques dans leur plan, tout en n'alourdissant pas exagérément le calcul numérique. Une approche essentiellement phénoménologique est donc indispensable pour décrire l'interdépendance des processus "microscopiques" (modèles statistiques de comportements des parois ou objets magnétiques en régimes quasistatique ou dynamique) et "macroscopiques" (magnétostatique, diffusion magnétique, texture). Nous avons conçu et développé un modèle dynamique unidirectionnel, à partir d'un modèle de Preisach : ce modèle est détaillé dans la thèse de L-L. Rouve et je n'en présenterai que les principales étapes.

- Comportement collectif des entités magnétiques

De la même façon que la caractéristique de type "microscopique" de l'hystérésis est le cycle rectangulaire à champs d'inversion (α, β) dans la description de Preisach, la caractéristique "microscopique" de la dynamique sous un champ uniforme est idéalisé par un rectangle déformé (cf figure 4.33).



Le cycle rectangulaire élémentaire de Preisach est l'image du processus physique de décrochage d'une paroi indépendamment du temps : pour cela il suffit d'appliquer, lors d'une série d'états d'équilibre décrits "infiniment" lentement, une variation de champ très faible. On provoque ainsi un mouvement de paroi très localisé spatialement, très rapide ("bruits" de Barkhausen : quelques kHz) et surtout déconnecté temporellement des autres mouvements de parois, dont on peut rendre compte par le champ de dureté de la paroi.

Fig.4.33 : Cycle élémentaire de Preisach déformé en régime dynamique

La description de l'hystérésis macroscopique en régime quasistatique se ramène alors, comme nous l'avons vu précédemment à une statistique sur les champs d'inversion (fonction de Preisach $p(\alpha, \beta)$). Ce n'est plus le cas lorsque le champ est appliqué avec une certaine fréquence f , dans la limite d'uniformité du champ $\left(f \ll \frac{1}{\mu \sigma e^2}\right)$. Les courants induits localisés

Régime de champ $\frac{dH}{dt}$	Processus "microscopiques"		Transformation micro / macro	Processus macroscopique
	Réel	Image		
quasi-statique $\left(\frac{dH}{dt} \rightarrow 0\right)$	décrochages décor-rélés des parois	cycle élémentaire rectangulaire (α, β) de Preisach	loi statistique de distribution de Preisach $p(\alpha, \beta)$	cycles d'hystérésis quasistatiques
dynamique des parois en champ uniforme ($e \ll \delta$)	décrochages des parois corrélés dans le temps	Objet Magnétique (O.M.) = zone statistiquement corrélée	$p(\alpha, \beta) +$ coefficient k dynamique	cycles d'hystérésis à fréquence $f \ll \frac{1}{\mu \sigma e^2}$ μ : perméabilité moyenne : résistivité électrique e : épaisseur de la tôle
diffusion magnétique ($\delta < e$)	décrochages corrélés des parois	O.M. voyant à l'instant t un champ différent suivant son emplacement dans l'épaisseur	champ $H(z, t)$ calculé à partir d'une caractéristique statique "microscopique" fonction elle-même de caractéristiques macroscopiques	cycles dynamiques $f \gg \frac{1}{\mu \sigma e^2}$

freinent le mouvement des parois et deviennent corrélés c'est-à-dire que le décrochage d'une paroi peut en entraîner d'autres. Il est alors pratique, en dynamique, d'utiliser le concept d'Objet Magnétique (O.M.) qui est une zone magnétique fictive où les mouvements de parois sont corrélés dans le temps. En dynamique, l'O.M. se substitue donc au domaine magnétique comme entité élémentaire : Bertotti [4.9] associe alors un cycle élémentaire de Preisach à chaque O.M., et propose que le comportement dynamique de chaque O.M. suive la loi établie par Kittel [4.10] pour un mouvement de paroi isolée dans un monocristal :
$$\frac{\partial \phi_{O.M.}}{\partial t} = k (H_a - H_{ci} - H_d) \quad (4.39)$$

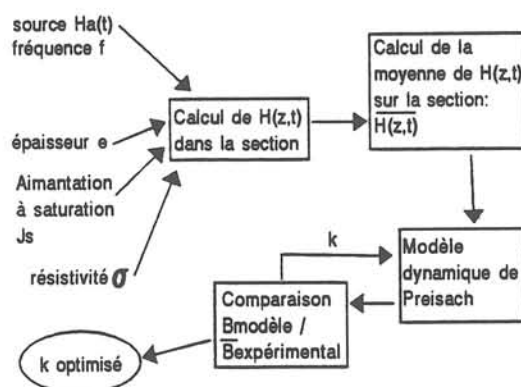


Fig.4.34 : Principe de détermination du coefficient k du modèle de Preisach dynamique

où $\phi_{O.M.}$ est le flux généré par l'O.M., H_a champ appliqué, H_{ci} champ créé par les courants induits de l'ensemble des O.M. sur celui considéré, et H_d champ démagnétisant macroscopique lié aux divergences de flux magnétique aux interfaces. Le coefficient k représente la capacité des courants induits localisés à ralentir le mouvement des parois : en particulier il est proportionnel au nombre d'O.M. dans la section de la tôle. Bien que l'on puisse relier très approximativement un O.M. à un grain dans le cas des tôles N.O. (les joints de grain à forte

désorientation "écranent" les processus d'aimantation d'un grain à un autre) ou à un domaine magnétique dans le cas d'une tôle G.O. (le passage du flux d'un grain à un autre est peu affecté par les joints de faible désorientation), le seul moyen d'obtenir précisément ce coefficient k est d'optimiser le cycle ainsi calculé par rapport au cycle expérimental (fig.4.34), dans une plage de fréquence adaptée $\left(f \ll \frac{1}{\mu\sigma e^2}\right)$. La dynamique des O.M. dans le formalisme de Preisach s'écrit sous la forme :

$$J(t) = J_S \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(t, \alpha) d\alpha \int_{-\infty}^{+\infty} p(\alpha, \beta) d\beta \quad (4.40) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \phi(t, \alpha) = \phi_0(\alpha) & \text{si } H(t) < \alpha \\ \phi(t, \alpha) = \phi_0(\alpha) + \int_{t_0}^t \dot{\phi}(t', \alpha) dt' & \text{si } H(t) > \alpha \end{cases}$$

où t_0 et ϕ_0 représentent les valeurs initiales de ces grandeurs, immédiatement avant le début du renversement des O.M. Le renversement progressif du flux des O.M. au cours du temps est donc essentiellement lié à la valeur de k et à $H_a(t)$, en particulier $\frac{\partial H_a(t)}{\partial t}$. En ne considérant que des fréquences assurant une uniformité quasi parfaite de H dans la section de la tôle, on peut utiliser en bonne approximation la formulation analytique bien établie du champ lorsque $H_a(t) = H(z=\pm e/2, t)$ est sinusoïdal en surface, la tôle étant semi-infinie en largeur et la loi d'aimantation étant linéaire anhystérétique ($B=\mu H$ et $\mu=\text{cte}$) :

$$H(z, t) = \text{Re} \left\{ H_{\max} \cdot \frac{\text{ch}[(1+j) \cdot (z/\delta)]}{\text{ch}[(1+j) \cdot (b/\delta)]} \cdot e^{i2\pi f t} \right\} \quad (4.41) \quad \text{et} \quad \delta = \frac{1}{\sqrt{\pi\sigma\mu f}} \quad \text{épaisseur de peau}$$

Dans le cas de tôles N.O. FeV-400-50 HA d'épaisseur 0,5 mm, pour des fréquences f inférieures à 20 Hz et des champs appliqués $H_a(t)$ d'amplitude 100 A/m, L.L. Rouve obtient [P35] une valeur de k de 30 à 50, bien reproduite pour les différentes fréquences (fig. 4.40). Si la plage de fréquence étudiée est étendue par l'utilisation de tôles N.O. minces ($e=100 \mu\text{m}$) de 1 à 200 Hz, une valeur sensiblement constante de k de 300-500 sur cette plage de fréquence est obtenue. La description de Kittel d'une paroi isolée peut donc bien être étendue à la prise en compte du comportement dynamique de l'ensemble des O.M. d'une section de tôle par l'intermédiaire du coefficient k : c'est donc la caractéristique de la dynamique des O.M. sous champ uniforme.

Sachant que la taille de grain des tôles N.O. se situe essentiellement dans une plage de 30-300 μm la taille d'un O.M. dans une tôle N.O. correspond plutôt à un groupe d'une dizaine de grains ; cela prouve que même avec de fortes désorientations moyennes aux joints de grains entre directions de facile aimantation, le flux s'auto-organise de façon cohérente et corrélée sur plusieurs grains en jouant sur la symétrie quaternaire du cristal.

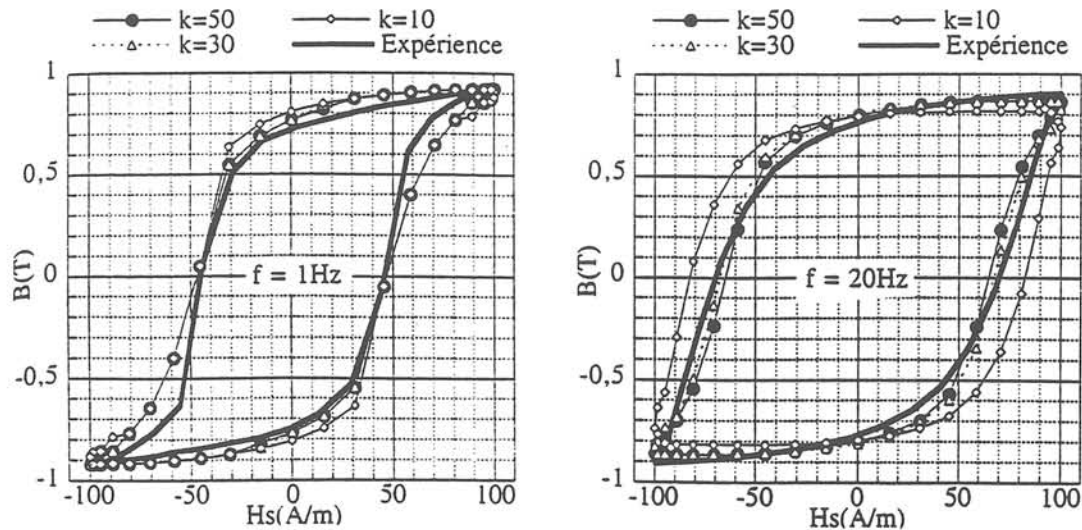


Fig.4.35 : Optimisation du coefficient k du modèle de Preisach dynamique dans le cas de tôles N.O. et pour différentes fréquences

- Diffusion magnétique : fréquence élevée

Si la fréquence est telle que le champ $H(z,t)$ ne peut plus être considéré comme uniforme dans la section de la tôle alors il faut savoir calculer ce champ $H(z,t)$ que voit un O.M. à la profondeur z , au temps t et soumis au champ source $H_a(t) = H\left(z = \frac{e}{2}, t\right)$. Dans le cas précédent, une perméabilité indépendante du temps et de l'espace suffisait à bien approcher le calcul de $H(z,t)$. Dans le cas présent nous avons besoin d'une caractéristique "intrinsèque" du matériau prenant en compte tout à la fois l'inhomogénéité du champ dans la section et l'existence des domaines magnétiques et donc de l'hystérésis.

Afin d'essayer de traiter ces deux problèmes, nous avons discrétisé la tôle en plusieurs (10) sous-tôles, chacune d'entre-elle étant représentée par son propre plan de Preisach. Le champ $H(z,t)$ appliqué à chaque sous tôle à la profondeur z est déterminé a priori et est moteur de la dynamique dans chaque plan de Preisach: l'induction macroscopique est ensuite obtenue en sortie de chaque modèle de Preisach dynamique, par une simple moyenne arithmétique sur la section (cf principe fig. 4.36 : partie gauche). Le principal problème est donc la connaissance a priori du gradient $H(z,t)$ dans l'épaisseur.

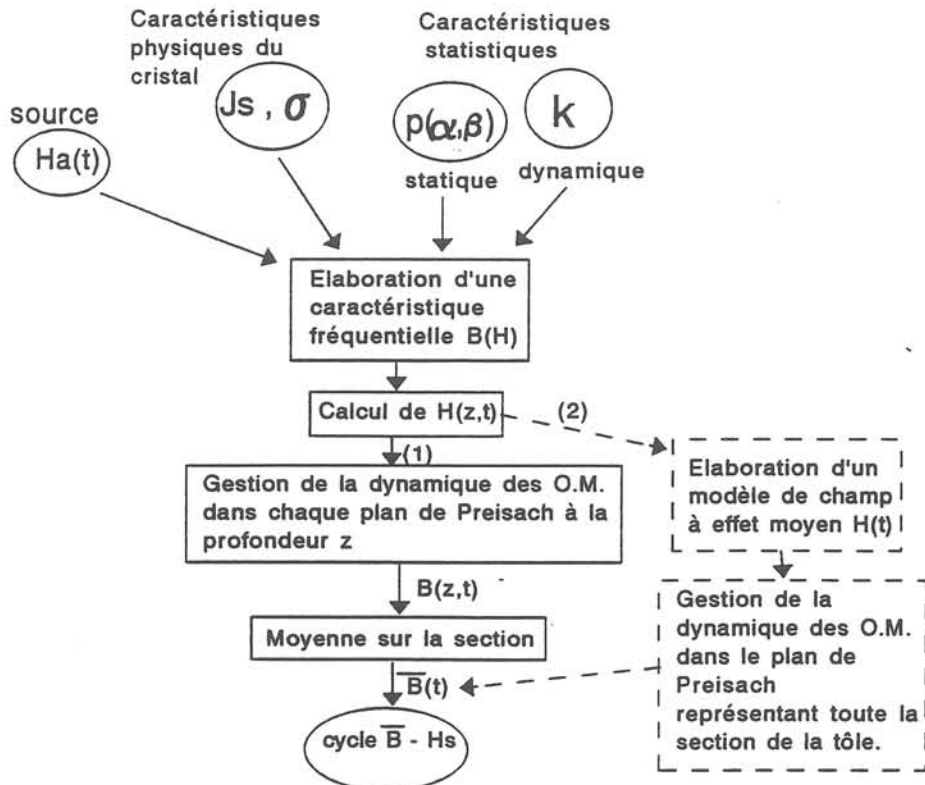


Fig.4.36 : Schéma de principe d'élaboration d'un modèle dynamique B-H-t
 voie (1) : segmentation de l'épaisseur de la tôle en n parties et autant de plans de Preisach
 voie (2) : toute la section de la tôle à l'aplomb de chaque point de la surface est représenté par un seul plan de Preisach

Si par exemple la caractéristique $B(H)$, base de calcul de la répartition du champ $H(z,t)$ est choisie anhystérétique et de plus linéaire ($B=\mu H$ et $\mu=\text{cte}$), on obtient un cycle $\bar{B}(H_s)$ très sensiblement différent de l'expérience (figure 4.37).

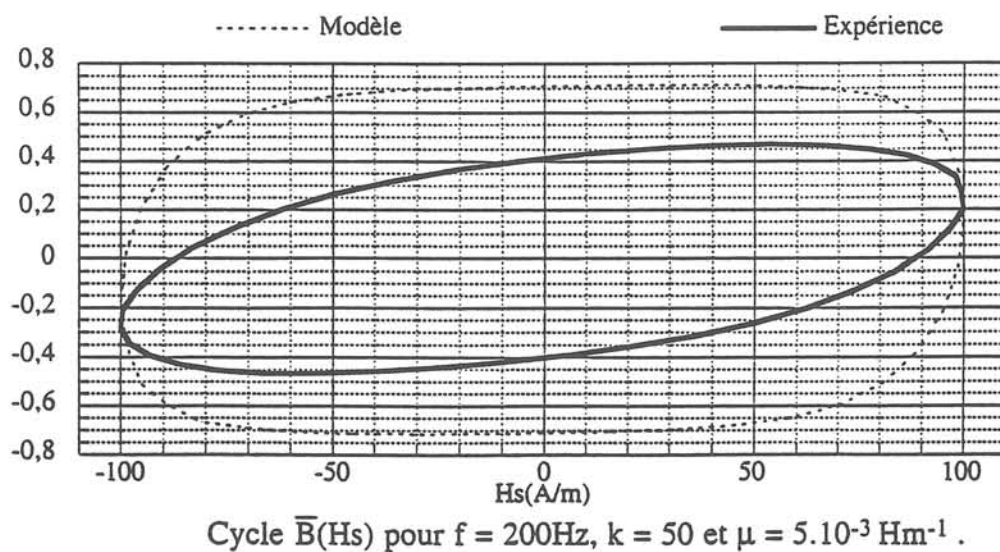


Fig.4.37 : Comparaison modèle/expérience dans le cas d'une tôle N.O. à 200 Hz où le champ $H(z,t)$, appliqué au plan de Preisach correspondant (profondeur z) est déterminé à partir d'une loi anhystérétique linéaire ($K = 50$ et $\mu = 5 \cdot 10^{-3} \text{ Hm}^{-1}$)

On suppose maintenant que la caractérisation $B(H)$ dynamique locale est donnée, pour une excitation donnée $H_a(t)$, par le cycle obtenu en régime de champ uniforme (cf cycles obtenus par exemple lors de l'optimisation du coefficient k : fig.4.35) ; on voit clairement que ce cycle, correspondant à $B(H, z = \pm e/2, t)$, est très éloigné d'une caractéristique linéaire $B = \mu H$ ($\mu = \text{cte}$). On remarque que l'essentiel de la variation d'aimantation de ce cycle se produit essentiellement entre 50 et 100 A/m avec une perméabilité moyenne μ_i 2 fois plus élevée que celle que l'on a considéré initialement dans l'approximation anhystérétique. Cette nouvelle valeur de μ introduite dans (4.41) n'amène pas qu'un résultat très médiocre.

Or on note que le cycle de référence $B(H, z = \pm e/2, t)$ ne se comporte avec une perméabilité μ_i que sur une plage de temps réduite de la période de $H_a(t)$ ce qu'il convient de mieux traduire dans le calcul de $H(z, t)$ par les hypothèses simplificatrices suivantes :

- H et B sont parallèles et perpendiculaires à la section de tôle, de largeur infinie.
- La caractéristique fréquentielle $B(H, z = \pm e/2, t)$ du matériau est idéalisée dans un premier temps en 4 portions linéaires de trapèze (fig. 4.35) $B(H)$, dont 2 sont des paliers à $\frac{dB}{dt} = 0$. On

considère de plus que chacun de ces 2 paliers est suffisamment long pour que le champ H ait eu le temps de s'uniformiser dans la tôle à la fin de chaque palier : on peut dès lors considérer qu'il existe un instant t_0 par demi-période ($H(t_0) = H_0$) où $H(z, t) = H_0 \forall z$ et que pour $t \geq t_0$, $\frac{\partial B}{\partial H} = \mu_1 \neq 0$.

L'équation de diffusion, dans le cas de fortes variations unidimensionnelles de $H(H_x, 0, 0)$ suivant l'axe x et se propageant suivant l'axe z de l'épaisseur de la tôle, est :

$$\frac{\partial^2 H_x(z, t)}{\partial z^2} - \sigma \frac{\partial B_x(z, t)}{\partial t} = 0 \quad (4.42)$$

en posant $B_x(z, t) = \mu(z, t) \cdot H_x(z, t)$, (4.42) équivaut à :

$$\frac{\partial^2 H_x(z, t)}{\partial z^2} - \sigma \mu(z, t) \frac{\partial H_x(z, t)}{\partial t} - \sigma H_x(z, t) \frac{\partial \mu(z, t)}{\partial t} = 0 \quad (4.43)$$

Les hypothèses précédentes visent donc à éliminer le 3ème terme en résolvant l'équation de diffusion par portion de période pendant laquelle on suppose $d\mu/dt = 0$. Ainsi pendant la plage $[t_0, t_1]$ où $\mu \neq c$, l'équation de diffusion devient :

$$\frac{\partial^2 H}{\partial z^2} - \sigma \mu_1 \frac{\partial H}{\partial t} = 0 \quad (4.44) \quad H\left(\frac{e}{2}, t\right) = H\left(-\frac{e}{2}, t\right) = H_a(t) \quad \text{et} \quad H(z, t_0) = H_0, \forall z \in \left[-\frac{e}{2}, \frac{e}{2}\right]$$

L'utilisation des transformées de Laplace amène alors :

$$\begin{aligned} H(z, t) = & -\frac{4H_0}{\pi} \sum_{i=1}^{\alpha} \frac{(-1)^i}{2i-1} e^{-A(i)t} \cos[B(i).z] \\ & + \sum_{i=1}^{\alpha} \frac{(-1)^{i-1}(2i-1)}{\omega^2 + A(i)^2} f(\sigma, \mu_1, e, H_0, \omega, t_0, H_{\max}, i, t) \cos[P(i)z] \end{aligned} \quad (4.45)$$

avec $A(i) = \frac{(2i-1)^2 \pi^2}{\sigma \mu e^2}$ et $B(i) = \frac{(2i-1)\pi}{e}$

La fonction f a également une expression analytique [4.2]. L'évolution du champ dans la section en est alors profondément modifiée par rapport au cas anhystérétique; lorsqu'en $t = t_1$ le champ en surface "replonge" dans une condition $\frac{\partial B}{\partial t} = 0$, le champ a un profil difficile à établir, correspondant à une inversion du sens de H en surface et sous surface tandis que H continue de diffuser dans le sens originel au coeur de la tôle. Cette zone temporelle semble être d'ailleurs la source des problèmes numériques (convergence) que l'on rencontre lorsque l'éq. 4.51 est traitée par modélisation numérique par éléments finis. On doit alors se demander comment représenter l'extinction progressive des courants induits, au fur et à mesure que la condition $\frac{\partial B}{\partial t} = 0$ diffuse dans l'épaisseur. Ce phénomène, que l'on peut qualifier de transitoire, exprime toute la difficulté du calcul de la diffusion par (4.42). L'équation simplifiée (4.44) pourrait se ramener à l'éq. générale (4.43) en posant $\mu_1 = \mu_1(H) = \mu(z,t) + H(z,t) \cdot (d\mu(z,t)/dH(z,t))$: on obtiendrait alors une équation (4.44) de seule inconnue H aux dérivées partielles du 2ème ordre et non linéaire, connue par les mathématiciens sous le nom de problème de Cauchy. Ce problème est actuellement insoluble analytiquement et alimente plutôt les cas traités par modélisation numérique ce que nous tenons justement à éviter. La réalité se situe entre les deux cas limites suivants :

- le champ H poursuit en z son évolution temporelle, comme si la condition $\frac{\partial B}{\partial H} = \mu_1$ était maintenue en surface, jusqu'à ce que $H(z,t)$ rencontre la valeur $H_a(t)$ qu'il suit ensuite. Les courants induits sont alors surévalués.
- Le champ H passe instantanément à H_a dans toute la section, à l'instant t_1 .

L-L. Rouve a montré [P36] que le calcul analytique approché mené à partir de (4.54) rapproche sensiblement le modèle de l'expérience (4.38). Le même type de procédure analytique (transformées de Laplace) permet de calculer plus précisément H , en décomposant le cycle caractéristique de surface en n portions linéaires [2] : le cycle \vec{B} - \vec{H}_S calculé bascule cette fois trop fortement vers l'axe H , par surestimations des courants induits (figure 4.39).

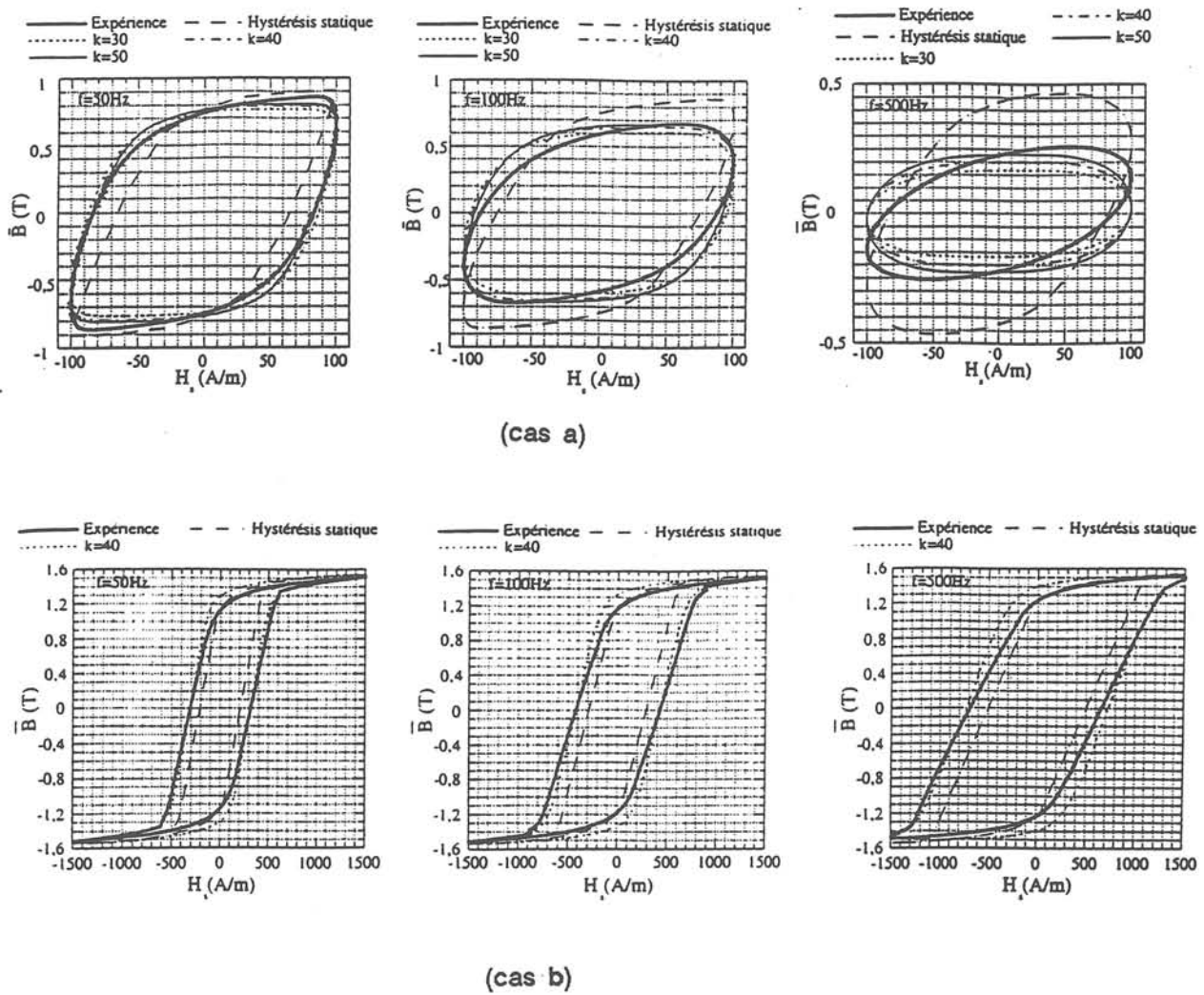


Fig.4.38 : Comparaison entre expérience et modèle analytique de diffusion à partir d'une caractéristique de calcul du champ soit "Hystérésis statique" soit "dynamique" (paramètre k), dans le cas d'une tôle N.O. de 0.5 mm d'ép, d'une excitation sinusoïdale à 50, 100 et 500 Hz et pour une amplitude de 100 (cas a) et 1500 A/m (cas b)

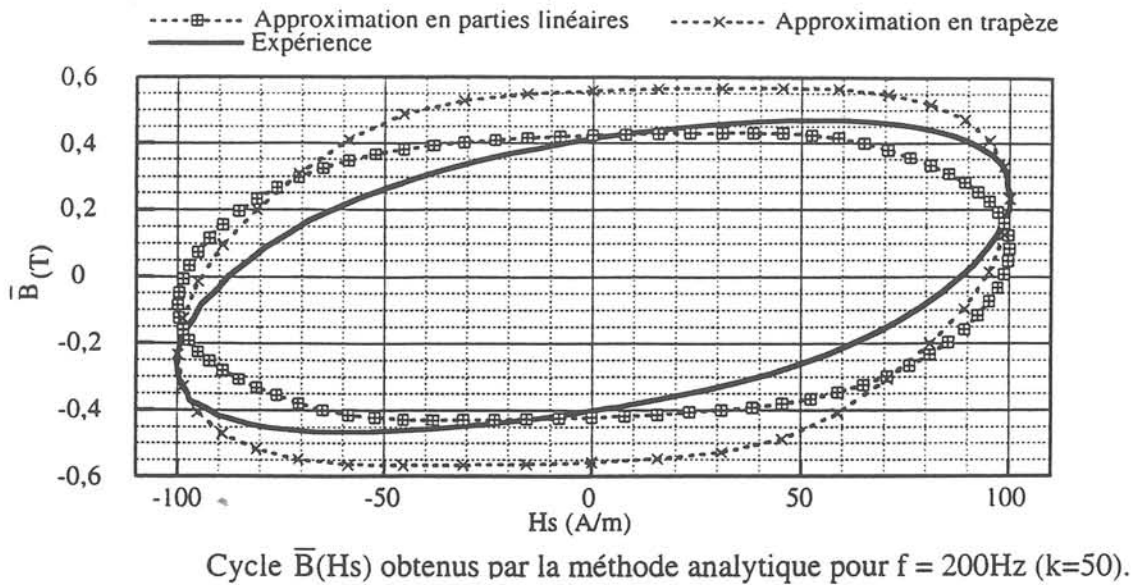


Fig.4.39 : Cycles d'hystérésis dynamiques expérimentaux et calculés par différentes approches dans le cas d'une tôle N.O. à 200 Hz

La prise en considération du cycle caractéristique dynamique de surface n'est donc pas suffisante si on veut affiner encore la précision du modèle. Cette caractéristique dynamique est en toute rigueur propre à chaque profondeur et est liée au champ source $H(t)$ et en particulier à son maximum, qui agit sur la distribution d'O.M. ; à la surface les O.M. voient $H(t) = H_a(t)$, tandis qu'en profondeur $H(t)$ voit son amplitude se réduire et est déphasé par rapport à $H_a(t)$. Cela amène à reformuler une caractéristique dynamique globale. Les variations de perméabilité différentielle pour différentes profondeurs sous la surface, peuvent par exemple être ramenées à une seule portion linéaire $B(H)$ par demi-période. Une perméabilité différentielle $\left(\frac{\partial B}{\partial H}\right)_i$ est ainsi obtenue à la profondeur $\frac{e}{2} - i \frac{e}{2n}$ (cas d'une demi-épaisseur discrétisée en n portions), qui diffère du niveau voisin supérieur $(i-1)$ d'une perméabilité $\Delta\mu_i$ déphasée de Δt_i . La caractéristique $B(H)$ dynamique des O.M. nécessite donc la connaissance a priori du parcours du champ, à la profondeur z , dans le plan de Preisach. Les paramètres Δt_i et $\Delta\mu_i$ doivent être exprimés phénoménologiquement en fonction de $p(\alpha, \beta)$, k , H et $\frac{dH}{dt}$. La conception d'un modèle $B(H)$

dynamique, s'appuyant sur un calcul analytique approché des phénomènes mis en jeu et repoussant en fin de processus l'optimisation éventuelle du modèle, me semble la seule voie réaliste et acceptable pour accéder à un niveau de description et de généralisation poussé.

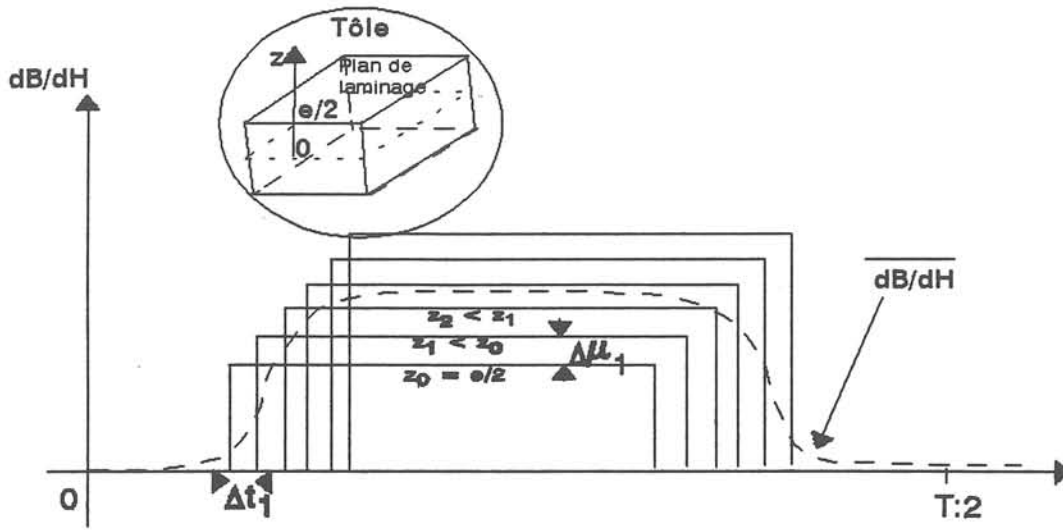


Fig.4.40 : Représentation simplifiée des profils dB/dH en fonction du temps, vus par différentes profondeurs sous la surface de la tôle en régime de diffusion magnétique

La dernière étape de la démarche consiste (cf fig.4.36 - partie droite) à transformer le modèle précédent à n plans de Preisach en un modèle à 1 seul plan de Preisach pour représenter la section de la tôle. Il faut alors appliquer à ce plan unique un champ $H(t)$ qui aura le même effet sur le modèle de Preisach dynamique que $H(z,t)$ évalué précédemment sur chacun des n plans ; nous appelons $H_{em}(t)$ ce champ à effet moyen. Il permettra alors de ramener le problème tridimensionnel de modélisation à un problème bidimensionnel dans le plan de la tôle. Une idée pour évaluer $H_{em}(t)$ est, dans le même sens que la construction de la caractéristique dynamique $B(H)$, de pondérer chaque champ local $H(z,t)$ par une caractéristique $p(z,t)$ liée à la source de variation d'aimantation (et donc de courants induits). Ce facteur de pondération peut s'exprimer par exemple dans le plan de Preisach par :

$$p(z,t) = \int_{-H_{max}(z)}^{H(z,t)} p(H(z,t), \beta) d\beta \quad (4.46) \quad \text{et} \quad H_{em}(t) = \frac{\sum_z p(z,t) \cdot H(z,t) \cdot \Delta z}{\sum_z p(z,t) \cdot \Delta z} \quad (4.47)$$

L'effort engagé avec L-L. Rouve dans cette voie de description $B-H$ de la complexité des processus dynamiques valide déjà la démarche par les résultats encourageants obtenus.

Comme pour l'anisotropie, la pertinence du modèle ne pourra être accrue qu'en concentrant les efforts sur une synergie forte entre caractérisation magnétique adéquate, conception de loi de comportement et modélisation électromagnétique.

Références - Chapitre 4

- [4.1] P. Allia, A. Ferro Milone, "*Demagnetizing fields at grain boundaries and the law of approach to saturation of isotropic polycrystalline ferromagnets at intermediate fields*", **II Nuovo Cimento**, 12, p 1225, 1983.
- [4.2] L.L. Rouve, "*Prise en compte du comportement magnétique fréquentiel des tôles FeSi en modélisation électrotechnique*", **Thèse INPG**, Grenoble, 1996.
- [4.3] G.M. Fasching, H. Hofman, "*Dispositif de mesure pour tôles de transformateur anisotrope*", **Archiv fur technisches Messen**, 400 (1969), p 57.
- [4.4] D. Huttenloher, H.W. Lorenzen, D. Nuscheler, "*Investigation of the importance of the anisotropy of cold electrical steel sheet*", **IEEE Trans. Mag.** 20 (5), p 1968, 1984.
- [4.5] A. Di Napoli, R. Paggi, "*A model of anisotropic grain oriented steel*", **IEEE Trans. Mag.** 19 (4), p 1557, 1983.
- [4.6] A. Timotin, "*Aimantation de la tôle anisotrope sous l'influence d'un champ transversal. Propriétés thermodynamiques*", **Rev. Roum. des Sciences Techniques, Electrotechnique et Energétique**, 29 (1984), p 205.
- [4.7] T. Péra, "*Lois d'aimantation anisotropes et non linéaires : modélisation et validation expérimentale*", **Thèse INPG**, Grenoble, 1994.
- [4.8] M. Mekhiche "*Introduction de la texture "cubique" dans les dispositifs électrotechniques : de la métallurgie à la modélisation*", **Thèse INPG**, Grenoble, 1995.
- [4.9] G. Bertotti "*Generalized Preisach Model for the Description of Hysteresis and Eddy Current Effects in Metallic Ferromagnetic Materials*", **J. Appl. Phys.**, 69(8) 1991, p 4608.
- [4.10] H.J. Williams, W. Shockley, C. Kittel "*Studies of the Propagation Velocity of a Ferromagnetic Domain Boundary*", **Phys. Rev.** 80(6), 1950, p1090.

RESUME

La rencontre des aciers électriques et de l'électrotechnique est déjà une vieille histoire d'amour (plus de cent ans) avec de grands moments tels que le feuilletage des noyaux magnétiques et l'avènement des tôles à grains orientés pour l'aspect matériau, la découverte des mécanismes réglant l'aimantation des matériaux magnétiques et la formulation de modèles de comportement magnétique de plus en plus proche du matériau réel (tels les modèles développés par Bertotti) pour l'aspect modélisation des matériaux. On pourrait alors croire que tout est fait et qu'une telle somme de recherches n'a pu que déboucher en pratique sur une optimisation "idéale" des dispositifs électrotechniques. En fait, il n'en est rien et beaucoup reste à faire pour intégrer de façon optimale et générale un acier électrique dans un dispositif électrotechnique ; les raisons de cette difficulté à optimiser un matériau dans une application donnée sont les suivantes : si la principale raison de très large utilisation des aciers électriques laminés est leur forte aimantation à saturation (2-2,15 T) alliée à un faible coût (quelques F/kg) et une grande facilité de production et d'utilisation, en revanche leurs fortes anisotropies magnétocristalline et magnétostrictive sont des points faibles qui contrôlent dans le même rapport l'amplitude des phénomènes d'hystérésis, de non linéarité et d'anisotropie de la loi d'aimantation et dans certains cas les phénomènes de vibration. L'amplitude de ces caractéristiques intrinsèques aux aciers électriques à des conséquences déterminantes sur leur intégration dans les dispositifs : du fait de l'anisotropie, la seule façon d'améliorer sensiblement les performances magnétiques est de mieux contrôler la texture du matériau. Cela a été bien illustré par le développement des tôles G.O. pour transformateur : la texture de Goss qui y règne, est en effet avec la texture $\{100\} \langle 001 \rangle$ dite "cubique", la texture idéale pour optimiser un transformateur de puissance. En revanche, dans la plupart des autres cas d'application électrotechnique, le matériau idéal (c'est-à-dire souvent la texture) reste à créer : quoiqu'en général ce matériau idéal soit bien cerné, c'est le procédé industriel de fabrication qui est toujours limitant. Les cas des aciers électriques pour machines tournantes et des tôles magnétiques pour utilisation en moyenne fréquence sont les 2 principaux axes de recherche de matériau approprié en électrotechnique, et je m'y suis donc attaché sous l'angle de la texture, principale voie d'amélioration potentielle.

L'association des caractères affirmés de non linéarité, anisotropie et hystérésis a pour autre conséquence importante de rendre le matériau très complexe sur le plan de son comportement magnétique, et donc aussi sur le plan de la prédiction de celui-ci. En particulier, les hypothèses d'isotropie, de linéarité et d'univocité de la loi d'aimantation sont trop grossières pour pouvoir représenter correctement le comportement du matériau. Or la conception et l'optimisation des dispositifs électrotechniques procèdent de plus en plus par la modélisation électromagnétique ; celle-ci, pour accroître sa pertinence, s'appuie tout autant sur le développement d'outils, de méthodes et de moyens de calculs que sur l'intégration dans ses codes de modèles plus précis. La conception de modèles de comportement magnétique plus pertinents se situe à ce niveau et fait suite à un réel besoin de l'activité du L.E.G. en modélisation par éléments finis. Dans cette logique, je me suis donc attaché à créer et développer une activité de conception de modèles de comportement magnétique au sein du L.E.G.

Enfin, un schéma d'intégration des aciers électriques en génie électrique ne saurait être complet si on ne lui rattache pas une activité de caractérisation spécifique à ces matériaux, ainsi que l'étude du comportement de ces alliages en situation dans l'application (source d'excitation, isolation électrique, pression, température, contraintes mécaniques). De façon complémentaire aux autres recherches menées dans l'Equipe Matériaux du L.E.G., j'ai participé à des travaux ou lancé des recherches dans ce domaine, lorsque cela me semblait cohérent (voire nécessaire), avec la nécessité de relier directement les caractéristiques physiques et métallurgiques du matériau d'une part, et les propriétés d'usage d'autre part.

Le contrôle de la texture des aciers électriques est un sujet étudié dans les laboratoires publics et privés (américains et japonais en particulier) depuis plus de 50 ans. On sait ce qu'il est advenu des tôles pour transformateur de distribution (texture $\{110\} \langle 001 \rangle$ dite de Goss), beau cas d'école de développement d'un matériau à très hautes performances, fruit du hasard, de la nécessité et des compétences des chercheurs américains puis japonais. Un enjeu tout aussi important subsiste dans le

domaine des machines tournantes, où sont actuellement utilisées des tôles "non orientées", c'est-à-dire ayant une texture peu marquée. Il y aurait beaucoup à gagner à pouvoir utiliser des tôles à textures "cubiques" et fortement alliées (4% pds d'Al + Si) pour constituer les secteurs de stator des grosses machines synchrones (turboalternateurs par exemple) où l'on a impérativement besoin tout à la fois de limiter les pertes magnétiques (risques d'échauffements localisés), d'assurer une grande limite élastique (force centrifuge) et une bonne isotropie des propriétés radiales (minimisation des oscillations de couple), tandis qu'un accroissement sensible de la perméabilité du matériau aura très peu de conséquences sur les performances de la machine (grands entrefers). Dans le cas des machines asynchrones de petite et moyenne puissance (faible entrefer), la perméabilité du matériau reprend une importance au moins égale à celle des pertes magnétiques, au point même que dans nombre de petits dispositifs de la grande distribution on utilise de plus en plus du fer pur, privilégiant ainsi complètement les caractéristiques d'aimantation (puissance active) par rapport aux pertes (rendement énergétique). Ainsi teneur d'alliage (aluminium et silicium) et perfection de la texture sont les deux principales sources d'adéquation du métal à son application. Dans le cas d'alliages Fe2%Si-2%Al élaborés industriellement ou au Laboratoire, étudiés par moi-même (thèse puis GDR "Tôles magnétiques") puis par J.M. Couty, M. Mekhiche et C. Talowski dont j'ai encadré les travaux sous la responsabilité de B. Cornut, il a été montré que le contrôle précis du procédé de laminage à chaud permettait, dans la plupart des cas de lingot de départ (structure de coulée ou de prélèvement), d'atteindre une induction d'au moins 1.6 T à 800 A/m dans la direction de laminage, pour un rapport d'anisotropie sens long / sens travers d'au moins 0,6. Pour comparaison, une tôle N.O. commerciale équivalente (4% d'alliage) présente un B_{800} de 1.4-1.5 T. Sur le plan prospectif, ces travaux montrent que l'aluminium d'une part, le contrôle du "procédé à chaud" (élaboration + transformation à chaud) d'autre part sont les deux voies principales de perfectionnement de la microstructure vers des textures de type "cubique" ou "planaire" {100} <ovw> : les procédés de "coulée directe" en brames minces ou très minces, qui voient le jour actuellement, pourront ainsi peut être améliorer substantiellement les performances des tôles de moteur de demain.

J'ai pu arriver aux mêmes conclusions et tendances générales (aluminium excepté évidemment) pour le fer pur, quoique les procédés de laminage à chaud optimaux soient différents de ceux des Fe-Si-Al, ne serait-ce que parce que l'on est en présence cette fois d'une transformation de phase γ/α qui complique singulièrement l'hérédité de texture au cours du procédé. L'amélioration modérée mais néanmoins significative de la texture finale dans la direction de laminage. Là encore l'enjeu de trouver un procédé industriel capable d'accroître sensiblement le B_{800} est considérable ; le laminage à chaud ferritique aux recuits intermédiaires, présenté dans ces travaux, pourrait être une voie.

La recherche et l'utilisation de matériaux magnétiques pour des utilisations en moyenne fréquence (quelques centaines de Hz à quelques dizaines de kHz) est une tendance de fond qui va semble-t-il en s'accroissant progressivement ; de plus, quoique les tonnages envisagés actuellement, soient si modérés, les prix de vente de ces matériaux sont d'un à deux ordres de grandeur au-dessus du prix des aciers électriques ordinaires (N.O. et G.O. : ép. 0,23 à 0,65 mm) : ainsi un Fe3% G.O. de 0,05 mm d'épaisseur vaut aujourd'hui autour de 130 F/kg. Deux producteurs japonais et américain subsistent sur le marché des Fe3% Si minces (G.O. et N.O. de 0,05 à 0,15 mm d'épaisseur), tandis qu'apparaissent les tôles japonaises Fe-6,5% Si enrichies en Si par CVD. Ces dernières ne manquent pas d'atout, tout comme les amorphes, avec de faibles anisotropies magnétocristalline et magnétostrictive, une forte résistivité électrique, mais aussi une saturation sensiblement diminuée ($\approx 1,82$ T) et une forte fragilité mécanique. Là encore, il paraît intéressant de leur opposer des alliages minces Fe3% Si à texture de type {100} à saturation plus élevée. Les travaux de F. Khomamizadeh et C. Talowski ont permis l'obtention de tôles Fe3% Si à texture {100}, dont la perfection vers la "cubique" est liée au procédé utilisé. Des tôles doublement orientées (direction long et travers sensiblement équivalentes, magnétiquement) ont aussi pu être obtenues en laboratoire pour des épaisseurs de 40 à 80 μ m, avec des propriétés semblables dans la direction de laminage aux tôles G.O. minces correspondantes (15 W/kg par exemple à 1,5 T et 400 Hz pour une épaisseur de 0,04 mm). Le principal obstacle à surmonter dans l'avenir pour développer ce type de matériau reste le contrôle très précis de l'atmosphère de recuit, qui contrôle elle-même la recristallisation secondaire en texture "cubique" ; cela semble tout-à-fait envisageable avec les moyens actuels.

La caractérisation des matériaux magnétiques doux et celle de leur comportement dans leur environnement de travail nécessitent généralement des compétences autres que métallurgie, électrotechnique ou physique du magnétisme : ainsi l'instrumentation, l'informatique, la microscopie

électronique, les RX, la reconnaissance de forme m'ont été nécessaires pour entamer certains travaux. J'ai donc dû soit les acquérir soit travailler avec d'autres chercheurs. Les études sur des dispositifs de caractérisation de la loi d'aimantation en circuit ouvert ont été co-encadrées avec A. Lebouc et ont montré qu'une information assez pertinente pouvait être mesurée à condition de prendre certaines précautions expérimentales et de savoir bien traiter les mesures brutes.

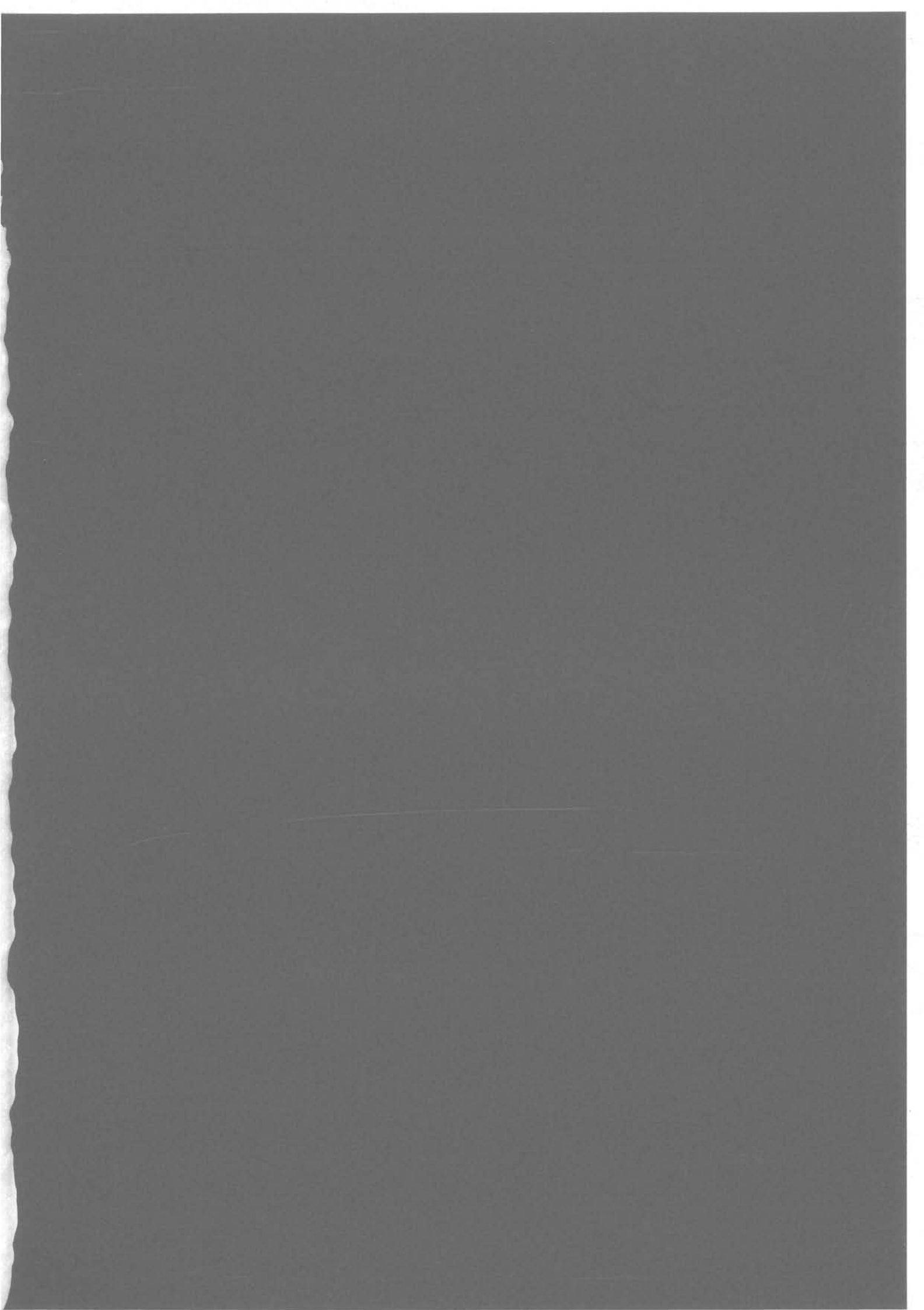
La relation explicite entre caractéristiques physiques des revêtements (analyse, relief, morphologie ...) et caractéristiques statiques d'isolation, allant jusqu'à la prédiction thermique des échauffements localisés (liés aux revêtements + bavures) a été établie dans la thèse de Marie-Cécile Marion-Péra, à laquelle j'ai participé en encadrant les aspects microscopique, thermique et synthèse finale. Ce travail est à mon sens une première approche de l'intégration thermique des tôles magnétiques empilées dans les machines tournantes, avec prise en compte des différents types de pertes magnétiques liées à la tôle, aux bavures et aux revêtements. Ce n'est pourtant qu'un début qui trouverait avantage à être développé et valorisé vers les électrotechniciens, en intégrant certaines contraintes technologiques (caractéristiques géométriques, effets de température, contraintes localisées, ...) et de fonctionnement (pré-modèle existant de calcul de pertes intralaminaires).

Un Laboratoire d'Electrotechnique n'ayant pas vocation à être investi dans des équipements de caractérisation métallurgique mi-lourd et nécessité faisant force de loi, le développement d'un outil automatique de caractérisation des orientations cristallographiques basé sur les "figures de corrosion" devenait une alternative intéressante car moins chère que la technique disponible (EBSP) et nouvelle par son approche. Ces recherches, que j'ai co-encadrées d'assez loin, ont pour moteur principal les techniques de reconnaissance de forme et ont donc surtout été menées au LTIRF. Un premier logiciel a pu être développé au LEG et traite la plupart des cas rencontrés ; les recherches se poursuivent avec la thèse de J-P. Goglio. Il s'avère que si ce projet voulait passer d'un outil de laboratoire ponctuel à un produit industriel intégré dans les soft des microscopes électroniques (MEB) modernes, il faudrait tout autant s'attacher à contrôler électrochimiquement l'attaque corrosive initiale et à optimiser l'interaction du "module intelligent" avec les potentialités du microscope.

La progression rapide des capacités des ordinateurs ouvre des horizons sans cesse renouvelés sur les possibilités de modélisation de plus en plus fine et précise des systèmes électromagnétiques. Ainsi on peut maintenant envisager, et dans certaines limites de simplicité, de décrire la complexité du comportement magnétique des matériaux dans les codes de calcul spécialisés ; cela se fait peu à peu, non sans difficultés car les capacités de mémoire vive demandées par exemple par des modèles d'hystérésis performants (Preisach par ex.) sont colossales, et la non linéarité marquée des lois d'aimantation pose très souvent des problèmes de convergence numérique. Rançon du progrès, qui s'est de toute façon mis en marche en modélisation.

Comment modélise-t-on le comportement magnétique d'un polycristal ferromagnétique ? de beaucoup de façons différentes si l'on en croit la diversité des approches proposées dans la littérature ; à chacun de se faire sa philosophie, pourrait-on dire ... en fonction de ses moyens, de son environnement et du but recherché. L'examen mésoscopique et la nature stochastique des mouvements de parois poussent à un traitement statistique de ces entités couplé à une approche empirique de lois de comportement. Bien que très tentante intellectuellement par sa cohérence et ses liens étroits avec la physique, cette attitude est difficile à conserver dans un cadre de modélisation électrotechnique. Il en découle que la plupart des modèles élaborés sont très macroscopiques. Il m'apparaît alors très important que toutes les considérations de base d'un modèle puissent être rattachées aux mécanismes physiques élémentaires du magnétisme : c'est la condition sine qua non de compréhension et d'aptitude à évoluer d'un modèle. Exit donc les interpolations mathématiques ou numériques de nombreux points expérimentaux, et autres artefact de modèle. Modéliser la loi d'aimantation $\vec{B}-\vec{H}-t$ m'apparaît également bien plus pertinent qu'un modèle de pertes, beaucoup plus réducteur. Aussi un certain nombre de recherches ont été menées dans cette voie que j'ai initiée en 1990 ; l'étude de l'approche à saturation a montré dans cette plage la corrélation linéaire entre fraction de domaines inverses et la densité de pôles magnétiques aux joints de grain. Je pense que ce type d'étude, reliant caractéristiques physiques et métallurgiques aux caractéristiques macroscopiques de base (courbe d'aimantation anhystérétique et cycle majeur suivant un axe de symétrie du métal, fonction de Preisach, équation de courbes d'isocoénergie, ...) fait cruellement défaut actuellement et empêche de disposer de modèles macroscopiques à base physique.

Un certain nombre d'approches thermodynamique ou statistique, complétées d'empirisme ont été essayées par M. Mekhiche, T. Péra et L.L. Rouve dans leurs thèses dont j'ai assuré l'encadrement pour toutes les parties de conception de modèles, sous la responsabilité de B. Cornut. Ainsi, un modèle de coénergie, mis au point par T. Péra, a permis de décrire de façon satisfaisante l'anisotropie magnétique des tôles G.O., N.O. et "cubique" en régime anhystérétique. Intégré dans les codes de modélisation électromagnétique du L.E.G., ce modèle a permis à M. Mekhiche de réaliser une première intégration magnétique complète de tôle à texture cubique, partant de la synthèse métallurgique, passant par la caractérisation magnétique et accédant à la substitution en simulation de tôles commerciales par ces nouvelles tôles dans différents cas d'application électrotechnique. Ces simulations ne sont possibles qu'en régime statique anhystérétique non linéaire anisotrope. Vers les régimes dissipatifs, nous avons montré avec L.L. Rouve que l'association d'un modèle de Preisach dynamique et d'un modèle original de diffusion magnétique permettait de rendre compte, de façon satisfaisante et par voie analytique, du comportement fréquentiel des tôles magnétiques, en régime unidirectionnel (\vec{H}/\vec{B}) linéaire ou non linéaire. La modélisation par éléments finis de la diffusion magnétique appliquée aux cas décrits analytiquement n'a d'ailleurs pas montré de diminution significative de l'erreur par rapport à l'expérience ! Les calculs analytiques ont de plus été validés pour des sources aussi bien sinusoïdales que non sinusoïdales. Le chemin, bien que long, me paraît ainsi tracé vers un modèle vectoriel général d'aimantation des aciers électriques, composante indispensable d'un outil d'optimisation des matériaux et systèmes électrotechniques.



RESUME

La rencontre des aciers électriques et de l'électrotechnique est déjà une vieille histoire d'amour (plus de cent ans) avec de grands moments tels que le feuilletage des noyaux magnétiques et l'avènement des tôles à grains orientés pour l'aspect matériau, la découverte des mécanismes réglant l'aimantation des matériaux magnétiques et la formulation de modèles de comportement magnétique de plus en plus proche du matériau réel (tels les modèles développés par Bertotti) pour l'aspect modélisation des matériaux. On pourrait alors croire que tout est fait et qu'une telle somme de recherches n'a pu que déboucher en pratique sur une optimisation "idéale" des dispositifs électrotechniques. En fait, il n'en est rien et beaucoup reste à faire pour intégrer de façon optimale et générale un acier électrique dans un dispositif électrotechnique ; les raisons de cette difficulté à optimiser un matériau dans une application donnée sont les suivantes : si la principale raison de très large utilisation des aciers électriques laminés est leur forte aimantation à saturation (2-2,15 T) alliée à un faible coût (quelques F/kg) et une grande facilité de production et d'utilisation, en revanche leurs fortes anisotropies magnétocristalline et magnétostrictive sont des points faibles qui contrôlent dans le même rapport l'amplitude des phénomènes d'hystérésis, de non linéarité et d'anisotropie de la loi d'aimantation et dans certains cas les phénomènes de vibration. L'amplitude de ces caractéristiques intrinsèques aux aciers électriques a des conséquences déterminantes sur leur intégration dans les dispositifs : du fait de l'anisotropie, la seule façon d'améliorer sensiblement les performances magnétiques est de mieux contrôler la texture du matériau. Cela a été bien illustré par le développement des tôles G.O. pour transformateur : la texture de Goss qui y règne, est en effet avec la texture $\{100\} \langle 001 \rangle$ dite "cubique", la texture idéale pour optimiser un transformateur de puissance. En revanche, dans la plupart des autres cas d'application électrotechnique, le matériau idéal (c'est-à-dire souvent la texture) reste à créer : quoiqu'en général ce matériau idéal soit bien cerné, c'est le procédé industriel de fabrication qui est toujours limitant. Les cas des aciers électriques pour machines tournantes et des tôles magnétiques pour utilisation en moyenne fréquence sont les 2 principaux axes de recherche de matériau approprié en électrotechnique, et je m'y suis donc attaché sous l'angle de la texture, principale voie d'amélioration potentielle.

L'association des caractères affirmés de non linéarité, anisotropie et hystérésis a pour autre conséquence importante de rendre le matériau très complexe sur le plan de son comportement magnétique, et donc aussi sur le plan de la prédiction de celui-ci. En particulier, les hypothèses d'isotropie, de linéarité et d'univocité de la loi d'aimantation sont trop grossières pour pouvoir représenter correctement le comportement du matériau. Or la conception et l'optimisation des dispositifs électrotechniques procèdent de plus en plus par la modélisation électromagnétique ; celle-ci, pour accroître sa pertinence, s'appuie tout autant sur le développement d'outils, de méthodes et de moyens de calculs que sur l'intégration dans ses codes de modèles plus précis. La conception de modèles de comportement magnétique plus pertinents se situe à ce niveau et fait suite à un réel besoin de l'activité du L.E.G. en modélisation par éléments finis. Dans cette logique, je me suis donc attaché à créer et développer une activité de conception de modèles de comportement magnétique au sein du L.E.G.

Enfin, un schéma d'intégration des aciers électriques en génie électrique ne saurait être complet si on ne lui rattache pas une activité de caractérisation spécifique à ces matériaux, ainsi que l'étude du comportement de ces alliages en situation dans l'application (source d'excitation, isolation électrique, pression, température, contraintes mécaniques). De façon complémentaire aux autres recherches menées dans l'Equipe Matériaux du L.E.G., j'ai participé à des travaux ou lancé des recherches dans ce domaine, lorsque cela me semblait cohérent (voire nécessaire), avec la nécessité de relier directement les caractéristiques physiques et métallurgiques du matériau d'une part, et les propriétés d'usage d'autre part.

Le contrôle de la texture des aciers électriques est un sujet étudié dans les laboratoires publics et privés (américains et japonais en particulier) depuis plus de 50 ans. On sait ce qu'il est advenu des tôles pour transformateur de distribution (texture $\{110\} \langle 001 \rangle$ dite de Goss), beau cas d'école de développement d'un matériau à très hautes performances, fruit du hasard, de la nécessité et des compétences des chercheurs américains puis japonais. Un enjeu tout aussi important subsiste dans le